

TS 95/GRE1/0068/D

(double)

TS 95/ GRE1 / 0 0 6 8

DOUBLE *ssp*



A RECHERCHE SCIENTIFIQUE



LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE ET GÉOPHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

Associé à l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I



**RADIOMETRIE MICRO-ONDE DE LA NEIGE :
INTERPRETATION DE DONNEES SATELLITAIRES SUR L' ANTARCTIQUE
EXPERIMENTATIONS DANS LES ALPES**

Isabelle SHERJAL

Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
(Arrêtés Ministériels du 5 Juillet 1984 et du 30 Mars 1992)

Spécialité : Physique

Soutenue le 23 Juin 1995 devant la commission d'examen composée de :

M. Michel BOUTHINON	Président
Mlle Frédérique REMY	Rapporteur
M. Paul COMBES	Rapporteur
M. Jacques LAVERGNAT	Examineur
M. Michel FILY	Directeur de thèse
M. Jean-Pierre BENOIST	Directeur de thèse

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l' Environnement (CNRS)

Tel. : (33) 76 82 42 00 - Fax (33) 76 82 42 01

54, rue Molière - BP 96 - 38402 Saint Martin d' Hères Cedex France



THESE

présentée par

SHERJAL Isabelle

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L' UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés Ministériels du 5 Juillet 1984 et du 30 Mars 1992)

spécialité : PHYSIQUE

RADIOMETRIE MICRO-ONDE DE LA NEIGE :
INTERPRETATION DE DONNEES SATELLITAIRES SUR L' ANTARCTIQUE
EXPERIMENTATIONS DANS LES ALPES

Soutenue le 23 Juin 1995 devant la commission d'examen composée de :

M. Michel BOUTHINON	Président
Mlle Frédérique REMY	Rapporteur
M. Paul COMBES	Rapporteur
M. Jacques LAVERGNAT	Examineur
M. Michel FILY	Directeur de thèse
M. Jean-Pierre BENOIST	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du :

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l' Environnement (CNRS)

Tel. : (33) 76 82 42 00 - Fax (33) 76 82 42 01
54, rue Molière - BP 96 - 38402 Saint Martin d' Hères Cedex France



Remerciements

Une thèse, trois années de travail, 200 pages de bilan scientifique...Beaucoup y ont collaboré, d'autres m'ont aidée, encouragée. Je voudrais pouvoir leur exprimer, très simplement, au cours de ces quelques lignes, toute ma reconnaissance.

Tout d'abord, je tiens à remercier Frédérique Rémy et Monsieur Combes d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit ; vos remarques ont été intéressantes et constructives.

Je remercie également Monsieur Bouthinon pour avoir présidé ce jury et Monsieur Lavernat pour avoir bien voulu faire partie de la commission d'examen.

Merci Jean - Pierre d'avoir accordé autant d'attention à la lecture et à la correction de ce manuscrit.

J'adresse aussi tous mes remerciements à Catherine Prigent pour m'avoir fourni un modèle de transfert atmosphérique, à Michel Gay et à François Petitcollin qui ont contribué à ce travail l'un pour le traitement des images de structure de la neige et l'autre pour les corrections géométriques des données radiométriques.

Merci, Sylviane, pour m'avoir volontiers guidée dans le modèle de Stogryn.

Merci Marie et Eric, vous qui répondez inlassablement à nos questions et nos problèmes d'informatique, tout en gardant votre bonne humeur.

L'expérience PORTOS n'aurait pu avoir lieu sans la compétence et la collaboration efficace de nombreuses personnes. Aussi, j'exprime tous mes remerciements et toute ma reconnaissance à toute l'équipe du CNES pour la mise en oeuvre de PORTOS, à l'équipe technique du laboratoire pour la construction et la mise en place des cabines, à Bernard et Cécile du CEN qui m'ont, par la même occasion, initiée à la stratigraphie, à Yves Page pour les échantillons de structure de la neige, à Joël Lemorton pour les "mesures ciel", et aux nombreux "porteurs", "carotteurs" et "terrasseurs" qui m'ont accompagnée sur le terrain. Vous n'avez pas ménagé vos efforts lors de la préparation et de la réalisation de cette expérience (et à 3800m, ce n'est pas un vain mot!) et votre bonne humeur communicative m'a permis de mieux supporter les nombreux contretemps et les longues journées d'attente sous la pluie à Chamonix.

J'associe à ces remerciements la Société Touristique du Mont-Blanc pour leur coopération, le Peloton de Gendarmerie de Haute Montagne de Chamonix responsable de notre sécurité, l'équipe de Météo France Chamonix sollicitée trois fois par jour, et qui désespérait de nous annoncer de si mauvaises conditions météo.

Merci, Michel, de m' avoir acceptée dans ton équipe, m' offrant ainsi la possibilité de concilier mon désir de découvrir la télédétection et mon intérêt de longue date pour la neige. Tu as toujours suivi consciencieusement ce travail et nos réflexions communes m' ont beaucoup aidée.

Merci, Renaud, pour ta collaboration efficace et spontanée à la première partie de cette étude et merci, Barbara, pour ton accueil chaleureux dans cette équipe : j' ai beaucoup apprécié nos discussions, scientifiques ou non, au cours de ces deux années où nous avons fait "équipe commune".

Merci, Christian, d' avoir réalisé la topographie de nos deux sites de mesure, et bien évidemment merci d' avoir fait partager à une "sherpa", porteuse de mire dévouée, ces sympathiques et mémorables missions sur les glaciers de l'Oisans et du Mont-Blanc !

Merci à toi, Ô grand Crecre ! Ton aide lors de la préparation des expériences de terrain m' a été précieuse, tout comme ta gentillesse et ton humour au quotidien.

Merci sincèrement à vous tous, "thésards" du LGGE, et tous ceux que je ne peux citer nommément, qui m' avez encouragée et avec qui j' ai partagé, au cours de ces trois années, de bons moments de rire et de détente ; merci Isabelle, je n' oublie pas nos longues périodes de révision, merci Fabienne et Sophie, sur qui je peux toujours compter, et merci Gilles d' avoir été un premier de cordée de confiance lors de nos courses en montagne.

Enfin, merci infiniment à mes parents, auprès desquels j' ai toujours trouvé le soutien et le réconfort dont j' ai eu besoin pour poursuivre ces longues études.

Résumé

L'objectif des études en télédétection au Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement est de pouvoir mesurer de l'espace les paramètres géophysiques importants caractérisant la surface des calottes polaires, tels que les zones de fonte, la température et l'accumulation de neige. De plus, les mesures satellitaires dans le domaine des micro-ondes offrent l'avantage d'être peu sensibles aux effets atmosphériques et de fournir des informations sur une épaisseur du manteau neigeux de quelques centimètres à plusieurs mètres. Un modèle semi-empirique basé sur le transfert radiatif et un modèle thermodynamique simple ont permis, moyennant l'hypothèse d'une émissivité constante et l'ajustement du coefficient d'extinction dans le milieu, de reconstruire les températures de brillance mesurées par le satellite (données SSM/I), à partir des seules températures de l'air dont nous disposions. Cette méthode a été testée sur deux sites d'Antarctique présentant des caractéristiques de neige différentes. Ce modèle a ensuite été inversé de façon à déterminer la température de surface de la neige à partir des mesures satellitaires. Le problème est actuellement sous déterminé, cependant les résultats sont prometteurs.

De manière à valider les modèles, nous avons acquis simultanément, en un site glaciaire du massif du Mont-Blanc, des mesures radiométriques à plusieurs fréquences et angles d'incidence, avec le radiomètre PORTOS du CNES, fixé à une télécabine, et des mesures des caractéristiques du manteau neigeux. Ces mesures ont été étalonnées, corrigées de l'angle local d'incidence, l'effet du diagramme d'antenne sur la mesure angulaire a été évalué. Elles ont alors été comparées aux valeurs simulées par un modèle d'émissivité de la neige pour un milieu uniforme et stratifié et à un modèle de transfert radiatif. Les problèmes de caractérisation de la structure de la neige pour les micro-ondes et de modélisation de la diffusion par les cristaux ont été soulevés.

Abstract

Remote sensing studies at the "Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement" are motivated by the possibility to measure from space important geophysical parameters such as the surface melt extent, the temperature and the snow accumulation rate of the polar ice sheets. Moreover, microwave data are weakly sensitive to atmospheric effects, and they provide information on a few centimeters or several meters of the snow cover. A semi-empirical model based on radiative transfer and a simple thermodynamic model, enable us to retrieve the measured brightness temperatures (SSM/I data) from the air temperatures measured by automatic weather stations; a constant emissivity is assumed and we fit the extinction coefficient of the medium. This method is tested on two Antarctic sites with different snow characteristics. Afterwards, the model is reversed in order to retrieve the snow surface temperature from the satellite data. At this point, the problem is still under-determined, but the results are promising.

In order to validate models, we measured radiometric data at different frequencies and incident angles, with the radiometer PORTOS (CNES) from a cable car, at Chamonix in the Alps. Simultaneously, the snow cover was characterized. These data are calibrated, corrected from local incident angle, the antenna pattern effect on the angular measurement is evaluated. Then, they are compared to computed data from a snow emissivity model for a uniform and a stratified medium and from a radiative transfer model. The problems of the snow structure characterization for microwaves and of the scattering by snow grains are raised.

Introduction

Introduction

On porte actuellement beaucoup d'attention sur l'évolution du climat et, en particulier, sur l'impact que pourraient avoir les activités humaines sur celui-ci, comme par exemple l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Or, calottes polaires et climat global sont liés par des relations de causes à effets complexes, concernant des échelles de temps de quelques mois à plusieurs millénaires. La réponse des calottes polaires aux changements climatiques globaux et l'impact d'une variation du volume de glace des calottes sur le bilan radiatif total ou sur le niveau des mers sont étudiés. Ceci passe par le développement de modèles d'évolution de calotte, par la mise au point et la validation de modèles climatiques de circulation générale. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne caractérisation des conditions de surface des calottes polaires, telles que la température et l'accumulation, en moyennes annuelles mais également à des pas de temps plus petits, saisonniers et journaliers.

Or, l'immense étendue et l'accès difficile de l'Antarctique font que très peu de données de terrain sont disponibles. Des paramètres climatiques (température, pression, vitesse et direction des vents) sont mesurés par quelques stations automatiques situées principalement près des côtes (Keller et al., 1992), quelques stratigraphies ont également été effectuées au cours de raids. C'est pourquoi, la télédétection constitue un outil approprié pour l'observation de l'Antarctique. L'étude de cartes de données satellitaires sur ce continent a d'ailleurs mis en évidence des zones de comportement radiométrique différent et par conséquent de caractéristiques de "surface" différentes (Zwally and Gloersen, 1977). L'objectif des études en télédétection est donc de mieux comprendre les interactions neige/rayonnement électromagnétique afin de pouvoir mesurer de l'espace ces importants paramètres géophysiques que sont la surface des zones de fonte, le taux d'accumulation, la température. Les mesures satellitaires dans le domaine des micro-ondes sont particulièrement intéressantes car elles sont indépendantes des conditions d'éclairement, ce qui est un réel avantage pour observer les zones polaires, elles sont également quasiment indépendantes des conditions nuageuses (Zwally, 1977), ce qui n'est pas le cas par exemple du domaine visible ou de celui des infra-rouges. Par conséquent, elles permettent d'avoir une couverture spatiale quasi globale du continent Antarctique ainsi qu'un suivi régulier dans le temps. De plus, dans le cas de la neige sèche, le signal mesuré provient d'une épaisseur de neige de quelques centimètres à plusieurs mètres, d'autant plus grande que la fréquence est petite ; il dépend alors de l'ensemble des caractéristiques du manteau neigeux (Rott et al., 1993). La

mesure micro-onde est donc susceptible de fournir des informations sur celui-ci, telles que sa température, sa densité, sa stratification, la taille et la forme des cristaux ; c'est ainsi par exemple, que l'on peut espérer établir des relations entre la stratigraphie du manteau neigeux et les processus d'accumulation et conditions climatiques qui ont conduit à sa formation.

L'étude de la réponse électromagnétique de la neige dans le domaine des micro-ondes et l'interprétation des images satellitaires peuvent être abordées de deux façons différentes :

- Elle peut consister en une approche semi-empirique, c'est le cas de la première partie de ce travail, où nous essayons de mieux comprendre les relations entre les températures de brillance mesurées par le satellite et la température thermodynamique de la neige. Les données micro-ondes sont celles mesurées par le satellite américain SSM/I, les mesures de température sont les températures de l'air mesurées par les stations météorologiques automatiques AWS. Un modèle simple basé sur le transfert radiatif (Rott, 1989) et un modèle thermodynamique de calcul de profil de température dans la neige sont utilisés, moyennant l'hypothèse d'une émissivité constante et l'ajustement d'un paramètre décrivant l'atténuation dans le manteau neigeux.

- Une approche plus théorique consiste à essayer de traduire dans la modélisation les phénomènes physiques de l'interaction neige/micro-ondes à partir des caractéristiques de la neige. Dans le cadre d'une thèse précédente (Surdyk, 1993), le modèle d'émissivité de la neige de Stogryn (Stogryn, 1986) a été développé au laboratoire. Cependant, de manière à valider ce type de modèle, des données radiométriques et des données de terrain simultanées sont nécessaires. C'est pourquoi, nous avons mis au point l'expérience PORTOS-NEIGE qui a consisté, à utiliser le radiomètre micro-onde PORTOS du CNES à partir de la télécabine de la Vallée Blanche, dans le massif du Mont-Blanc, afin d'acquérir des mesures radiométriques, à plusieurs fréquences et angles d'incidence, et à mesurer parallèlement les caractéristiques du manteau neigeux. Une part importante de ce travail a ensuite été consacrée au traitement de l'ensemble de ces mesures (étalonnage, évaluation de l'effet de l'ouverture d'antenne sur la mesure angulaire, correction de l'angle local d'incidence), de manière à avoir un jeu de données le plus complet et fiable possible. Les mesures radiométriques une fois traitées ont été confrontées aux températures de brillance modélisées avec le modèle d'émissivité de la neige en milieu uniforme et stratifié, et également avec un modèle de transfert radiatif (Comiso et al., 1982).

Chapitre I

Les fondements physiques de la télédétection

Les fondements physiques de la télédétection

1. Définitions

La télédétection regroupe l'ensemble des méthodes d'acquisition de l'information à distance qui utilisent l'intermédiaire du rayonnement électromagnétique. Ce sont les caractéristiques propres du rayonnement émis par les objets observés, ou les modulations spécifiques apportées par leurs interactions avec les rayonnements qu'ils reçoivent qui permettent d'extraire l'information recherchée, soit les caractéristiques physiques ou biologiques de ces objets.

Le spectre électromagnétique

Le spectre électromagnétique est divisé en plusieurs domaines, le tableau ci-dessous présente les zones du spectre utilisées en télédétection et les différents récepteurs.

Domaines spectraux		Longueurs d'onde	Appareils de télédétection	
		290 nm (*)		
Ultra violet		400 nm	Scanneur ultra violet	
Visible		700 nm	Photographies noir et blanc, couleur	Photographies multispectrales Scanneurs multispectraux
			Infra-rouge noir et blanc	
Infra-rouge	Proche	900 nm	couleur	
		1 100 nm		
	Moyen réflectif	1 500 nm	Scanneur infra-rouge et Thermographie infra-rouge	
		2 400 nm		
	Moyen	3 000 nm		
Thermique		5 500 nm		
		8 000 nm		
		14 000 nm		
Micro-ondes ou hyper-fréquences	K	0,75 cm	Radar S.L.A.R. Scanneur H.F. Radiomètre H.F.	
	X	2,4 cm		
	C	3,75 cm		
	S	7,5 cm		
	L	15 cm		
	UHF	30 cm		
	P	100 cm		
		136 cm		

(*) L'unité internationale des longueurs d'onde est le mètre. Il est recommandé d'employer ses sous-multiples : mm = 10⁻³ m, µm ou µ = 10⁻⁶ m, nm = 10⁻⁹ m.

Tableau I.1: Spectre électromagnétique et instruments associés (Girard et Girard, 1989).

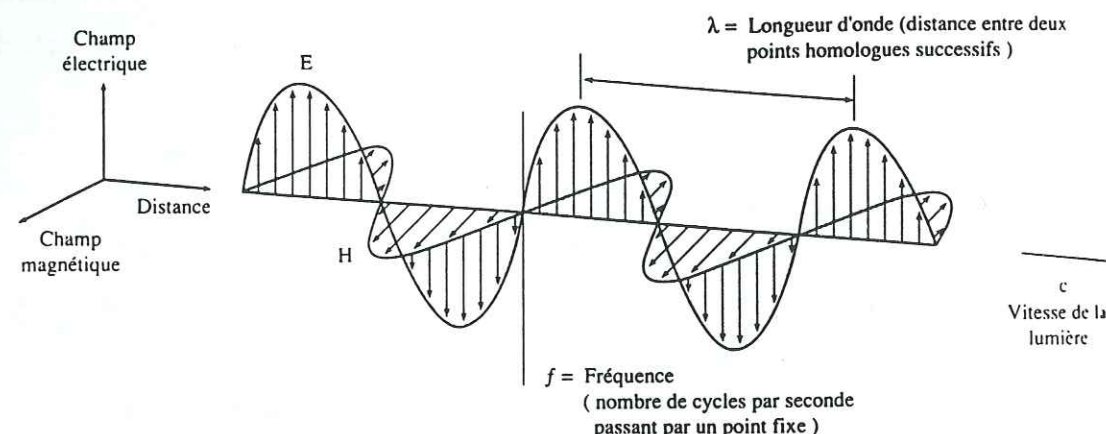


Fig.I.1 : Onde électromagnétique simple (Bonn et Rochon, 1992).

Systèmes actifs et passifs

On distingue les systèmes uniquement récepteurs (télédétection passive) des systèmes émetteurs et récepteurs (télédétection active).

Les systèmes passifs dans le visible et le proche infra-rouge mesurent le rayonnement solaire réfléchi dans une direction donnée (réflectance bidirectionnelle) ; dans l'infra-rouge moyen et thermique comme dans les micro-ondes, ils mesurent l'énergie naturelle émise par les objets de la surface terrestre dans une direction donnée (émission).

Les systèmes actifs disposent d'une source artificielle émettant un rayonnement dans une longueur d'onde précise et dans une direction donnée, ils mesurent l'énergie rétrodiffusée dans la direction du récepteur. Ce sont les radars dans le domaine des micro-ondes et les lasers (lidar) dans le visible.

2. Le rayonnement électromagnétique, support d'information

2.1. L'onde électromagnétique

L'onde électromagnétique caractérise la propagation d'une perturbation du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} . Elle est représentée par ces deux vecteurs perpendiculaires indissociables, dont l'amplitude varie périodiquement avec le temps. La direction de cette onde est perpendiculaire à ces deux vecteurs (Fig.I.1). Elle est régie par les équations de Maxwell, qui pour les milieux naturels concernant la télédétection s'écrivent en milieu non conducteur, non magnétique et sans charge libre. Ces équations font appel à deux paramètres principaux caractérisant le milieu dans lequel l'onde se propage, la perméabilité magnétique μ et la permittivité électrique ϵ .

La solution des équations de Maxwell, pour des conditions aux limites données, donne l'intensité du champ électrique et magnétique en tous les points de l'espace. Une onde solution de ces équations, se propageant le long de l'axe des x peut s'écrire :

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx + \phi) \quad \text{avec :}$$

E_0 est l'amplitude (V)

t est le temps (s)

ω est la pulsation (rad.s^{-1})

k est le nombre d'onde, \vec{k} définit la direction de propagation (m^{-1}).

ϕ est le déphasage (rad).

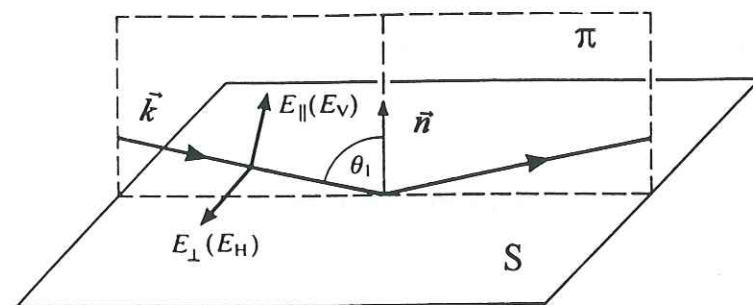


Fig.I.2 : Composantes horizontale et verticale d'une onde plane incidente sur la surface (S).
Le plan (π) définit le plan d'incidence.

Cette équation représente une onde plane. En effet, la surface telle que la phase du champ électrique soit constante est définie par : $(\omega t - k x) = \text{constante}$.

A tout instant t donné, cette surface coïncide avec un plan défini par $(x=\text{constante})$.

Quelques relations :

avec T période de l'onde (s)
 f fréquence de l'onde (s^{-1})
 v vitesse de l'onde dans le milieu ($m \cdot s^{-1}$)
 c vitesse de la lumière dans le vide, $3 \cdot 10^8 m \cdot s^{-1}$
 λ longueur d'onde (m), distance parcourue par l'onde pendant une période
 n indice de réfraction du milieu

$$T = 2\pi/\omega = 1/f$$

$$\lambda = v T = 2\pi/k$$

$$v = \omega/k = 1/(\mu \cdot \epsilon)^{1/2}$$

$$n = c/v$$

La permittivité électrique ϵ et la perméabilité magnétique μ caractérisent le milieu de propagation de l'onde, ϵ_0 et μ_0 le vide. On définit la permittivité électrique relative ϵ_r et la perméabilité magnétique μ_r égales à :

$$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 \text{ appelée également constante diélectrique du milieu}$$

$$\mu_r = \mu/\mu_0$$

2. 2. Composantes verticale et horizontale d'une onde plane

On considère une onde plane de direction \vec{k} , incidente sur une surface S , de normale \vec{n} .

Le plan d'incidence est formé par le rayon incident et la normale à la surface S (Fig.I.2).

On définit deux directions (polarisations) particulières, sur lesquelles le champ \vec{E} peut être décomposé :

- la direction verticale contenue dans le plan d'incidence, d'où composante verticale ou parallèle du champ \vec{E} .
- la direction horizontale perpendiculaire au plan d'incidence, d'où composante horizontale ou orthogonale du champ \vec{E} .

2. 3. Interactions de l'onde avec la matière

Le rayonnement ne se manifeste que par ces interactions avec la matière qui fait intervenir différents processus physiques. Ces différents processus seront décrits de manière macroscopique. Les explications physiques de ces phénomènes se trouvent dans la mécanique quantique ; elles ne seront pas abordées dans le cadre de ce chapitre de rappel.

2. 3. 1. Emission

Tout corps dont la température thermodynamique, c'est à dire l'agitation moléculaire, est supérieure à 0 °K émet un rayonnement électromagnétique propre. Nous reviendrons plus en détails par la suite sur ce phénomène en développant la théorie du corps noir.

2. 3. 2. Absorption

Tout corps recevant un rayonnement électromagnétique peut en absorber une partie. Le coefficient d'absorption est le rapport entre l'énergie absorbée et l'énergie incidente.

La permittivité relative s'écrit sous forme complexe : $\epsilon_r = \epsilon'_r - i\epsilon''_r$.

Si l'on considère une onde plane se propageant dans la direction x , dans un milieu absorbant, nous avons :

$$E = E_0 \exp \{ i (\omega t - kx) \}$$

$$k = 2\pi/\lambda = 2\pi (\epsilon_r)^{1/2} / \lambda_0$$

Pour un milieu où les pertes par absorption sont faibles soit $\epsilon''_r \ll \epsilon'_r$,

$$(\epsilon_r)^{1/2} = (\epsilon'_r)^{1/2} (1 - i\epsilon''_r / 2\epsilon'_r)$$

d'où

$$E = E_0 \exp \{ i (\omega t - (2\pi/\lambda_0) (\epsilon'_r)^{1/2} \cdot z) \} \exp \{ - (\pi/\lambda_0) (\epsilon''_r / (\epsilon'_r)^{1/2}) \cdot z \}$$

L'exponentielle négative traduit l'atténuation. La longueur d'absorption définit la distance au bout de laquelle l'amplitude est divisée d'un facteur e , soit :

$$l_a = (\lambda_0/\pi) (\epsilon'_r)^{1/2} / \epsilon''_r$$

En terme d'intensité (carré de l'amplitude), on définit la profondeur de pénétration d_p égale à $(l_a/2)$.

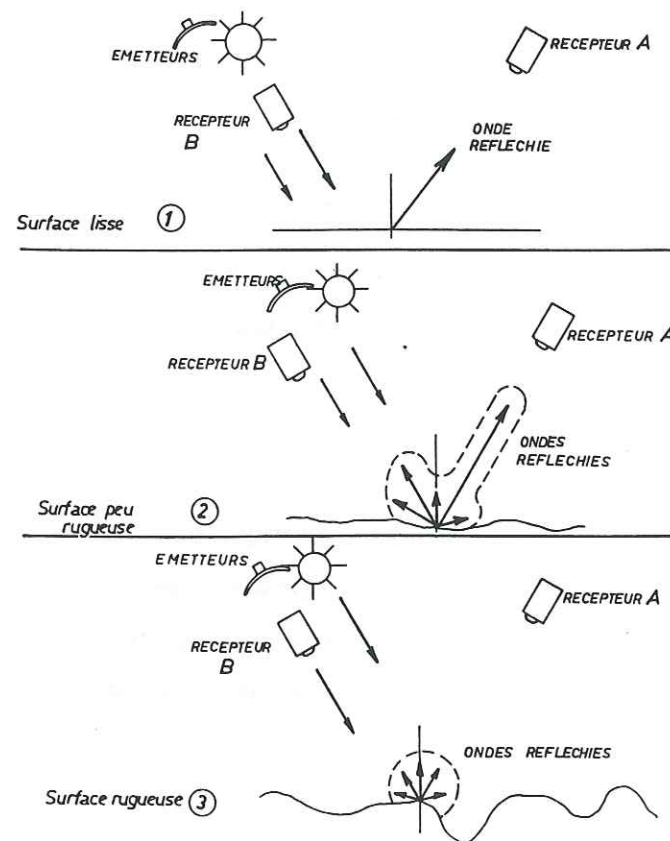


Fig.I.3 : Réflexions sur plusieurs types de surface, lisse et plus ou moins rugueuse (Girard et Girard, 1989).

2. 3. 3. Réflexion de surface

Quand une discontinuité de la permittivité se produit à l'interface de deux milieux, une partie de l'énergie incidente est réfléchi. Le coefficient de réflexion est le rapport entre l'énergie réfléchi et l'énergie incidente. La réflexion sur une telle interface peut être spéculaire (dirigée dans une seule direction) dans le cas d'une surface parfaitement lisse ou diffuse (dirigée dans plusieurs directions) pour une surface rugueuse. (Fig.I.3)

Réflexion spéculaire

L' onde rencontrant une discontinuité et une interface parfaitement plane est réfléchi et réfractée selon la loi de Snell-Descartes (Fig.I.4) soit:

$$\theta_1 = \theta'_1$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

n_1 et n_2 étant les indices de réfraction du milieu 1 et du milieu 2.

Les coefficients de réflexion et de transmission associés à ce type de réflexion sont les coefficients de Fresnel. On définit un angle particulier tel que le rayonnement réfléchi est perpendiculaire au rayonnement réfracté, (la réflexion de Fresnel de la polarisation V est nulle), il s' agit de l'angle de Brewster θ_b :

$$\tan \theta_b = n_1 / n_2$$

L' essentiel du rayonnement réfléchi spéculairement est polarisé selon le plan de la surface réfléchissante.

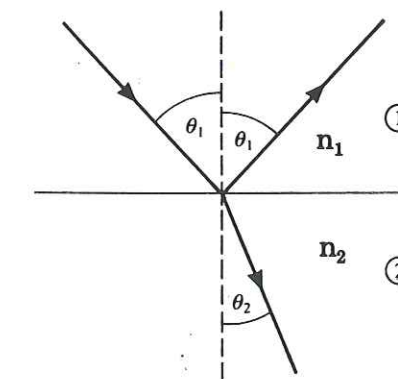


Fig.I.4 : Réflexion et réfraction d' une onde incidente à l' interface de deux milieux, selon la loi de Snell-Descartes.

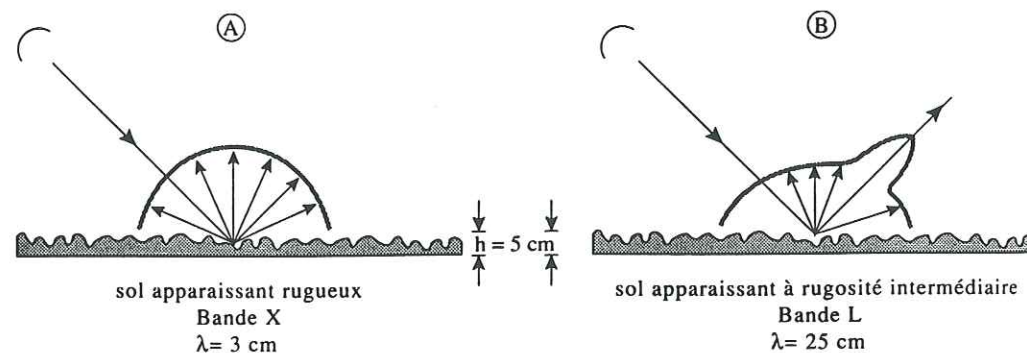


Fig.I.5 : Diffusion de la même surface dans deux bandes distinctes (X et L)
(Bonn et Rochon, 1992).

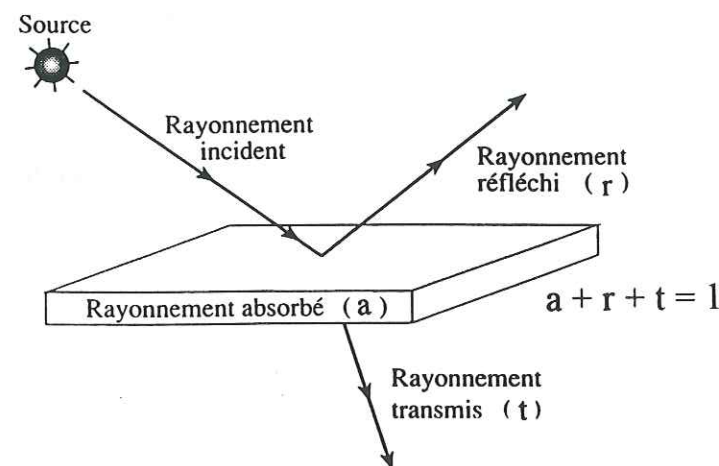


Fig.I.6 : Absorption, réflexion et transmission du rayonnement incident.

Réflexion diffuse

La notion de rugosité de surface dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence (Fig.I.5) ; elle influe sur la valeur du signal mesuré. Plusieurs critères permettent de définir le caractère rugueux d'une surface. Le critère de Rayleigh, par exemple, est basé sur le calcul de la différence de marche entre deux rayons se réfléchissant sur un creux ou un sommet de la rugosité. La rugosité est alors caractérisée par la hauteur quadratique moyenne de ses irrégularités. Une surface qui diffuse également dans toutes les directions, est appelée surface lambertienne. La plupart des surfaces naturelles qui nous intéressent sont des intermédiaires entre la surface spéculaire et la surface lambertienne.

La réflexion de surface sur la neige, pour les angles d'incidence qui nous intéressent, étant faible, (de l'ordre de 10^{-2} pour la polarisation H et de 10^{-4} pour la polarisation V), nous ne tiendrons pas compte des effets de la rugosité de surface par la suite.

2. 3. 4. Transmission et réfraction

Tout corps recevant une certaine quantité d'énergie peut en transmettre une partie. Lorsqu'une discontinuité entre deux milieux se produit, l'onde transmise est réfractée selon la loi de Snell-Descartes décrite ci-dessus. Le coefficient de transmission est le rapport entre l'énergie transmise et l'énergie incidente.

Si a , r , t sont respectivement les coefficients d'absorption, de réflexion et de transmission, le principe de conservation de l'énergie permet d'écrire (Fig.I.6) :

$$a + r + t = 1$$

2. 3. 5. Diffusion

Ce phénomène correspond à l'action des molécules et des particules sur l'onde électromagnétique. Ce sont, par exemple, les molécules de gaz et les gouttelettes d'eau dans l'atmosphère, les feuilles et branches pour un couvert végétal, les cristaux de glace dans la neige. D'un point de vue macroscopique, la diffusion se manifeste par une augmentation du rayonnement dans toutes les directions et par une diminution de celui-ci dans la direction de propagation incidente. Un diffuseur est ainsi caractérisé par une indicatrice de diffusion

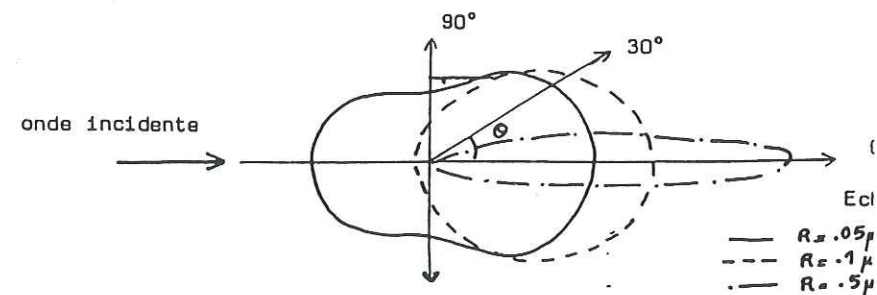


Fig.I.7 : Indicatrice de diffusion. Diffusion de Mie pour différents rayons de particule diffusante.

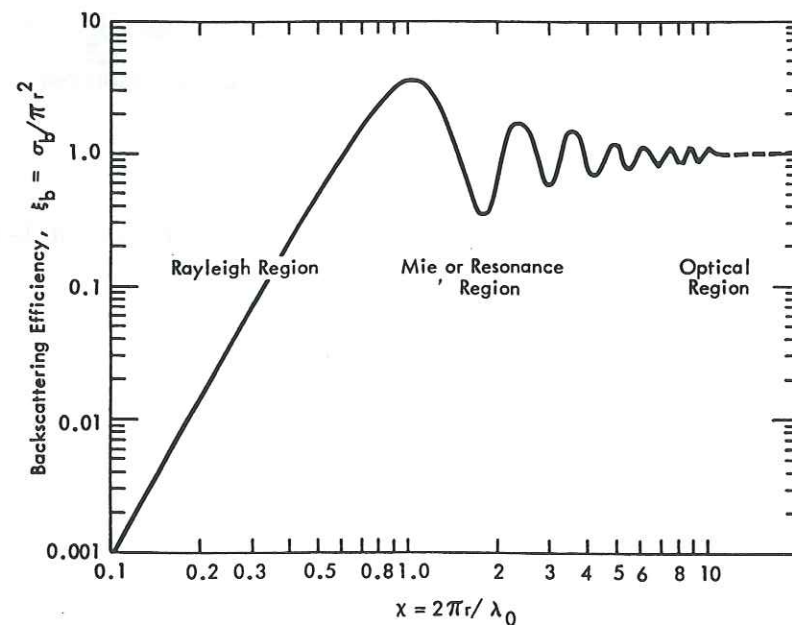


Fig.I.8 : Les trois grands domaines de diffusion (Ulaby et al., 1981, vol. 1). Efficacité de rétrodiffusion radar en fonction de χ pour une sphère métallique de rayon r .

(Fig.I.7) qui représente la manière dont il diffuse l'énergie dans l'espace. On distingue plusieurs domaines de diffusion (Fig.I.8) selon le rapport entre la longueur d'onde du rayonnement et le rayon des particules diffusantes. D'une manière générale, plus la fréquence augmente, plus la diffusion est importante.

- La diffusion de Rayleigh

Le domaine de Rayleigh est celui des particules de taille très inférieures à la longueur d'onde, rayon $\leq 0.05 \lambda$; cette diffusion est proportionnelle à λ^{-4} .

- La diffusion de Mie

Le domaine de Mie est celui des particules de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

La théorie est très complexe ; on lui attribue le plus souvent une loi de diffusion en λ^{-1} .

Elle montre que pour une sphère, 95 % de l'énergie incidente est diffusée vers l'avant.

- La diffusion non sélective

Quand le diamètre des particules est très supérieur à la longueur d'onde (domaine des hautes fréquences) la diffusion est indépendante de la longueur d'onde.

La difficulté réside dans la modélisation de la diffusion simple, soit d'un élément de volume, mais surtout dans la prise en compte des diffusions multiples, c'est à dire les rediffusions du rayon incident entre les particules d'un milieu.

3. Radiométrie hyperfréquence passive

En radiométrie hyperfréquence passive, on mesure le rayonnement naturel émis par un objet du fait de sa température thermodynamique, soit l'agitation thermique des molécules qui le constituent ; nous allons revenir dans le paragraphe qui suit sur cette émission naturelle.

3.1. Le rayonnement du corps noir

Un corps noir est un corps théorique qui absorbe la totalité de la radiation qu'il reçoit. Le rayonnement absorbé augmente son énergie interne, le corps réémet ensuite toute l'énergie reçue sous la forme d'un rayonnement qui ne dépend que de sa température. Le corps ne transmet et ne réfléchit pas.

$$a = e = 1 \quad (r=t=0)$$

Un corps noir est lambertien, il émet de la même manière dans toutes les directions.

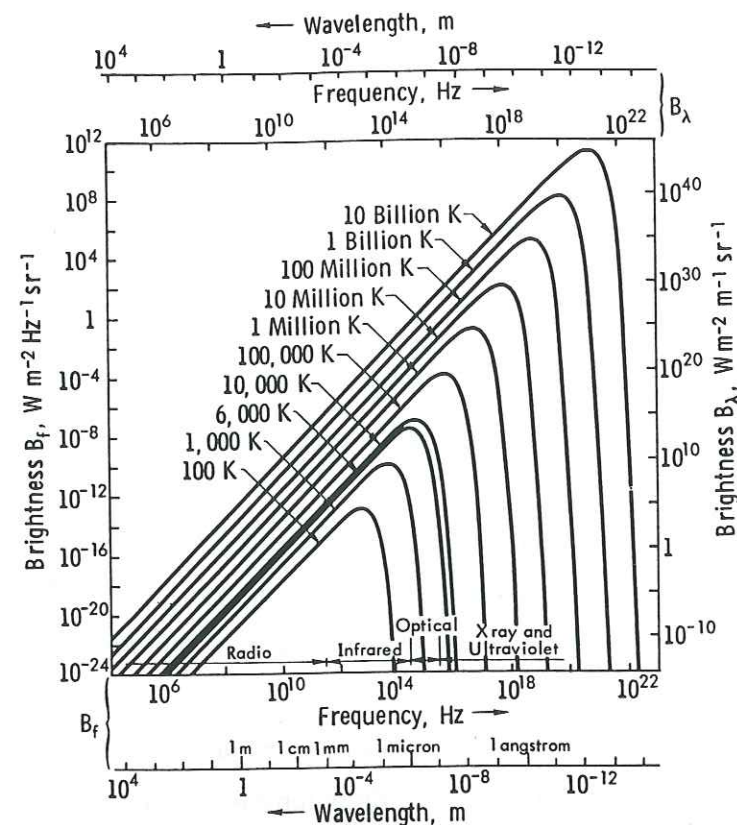


Fig.I.9 : Brillance spectrale selon la loi de Planck en fonction de la fréquence, pour différentes températures du corps noir (Ulaby et al., 1981, vol. 1).

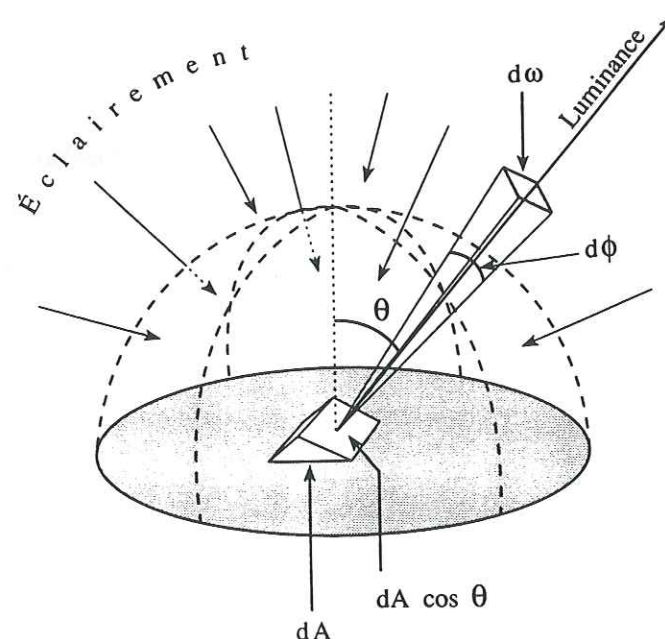


Fig.I.10 : La notion de luminance énergétique (Bonn et Rochon, 1992).

3. 1. 1. Distribution spectrale du rayonnement

Le corps noir n'émet pas de façon uniforme dans toutes les fréquences (Fig.I.9). Le rayonnement du corps s'exprime par la loi de Planck.

Tout d'abord, quelques définitions concernant les quantités énergétiques que l'on mesure sont rappelées ci-dessous (Fig.I.10) :

Luminance : intensité émise par unité de surface apparente selon la direction θ par une source non ponctuelle de surface dA , à travers un angle solide $d\omega$; elle s'exprime en $W m^{-2} sr^{-1}$. Si Φ est la puissance émise par une source ponctuelle, par unité de temps, dans toutes les directions, on a :

$$L = \frac{d\Phi}{d\omega dA \cos \theta}$$

Exitance énergétique : puissance totale Φ_e émise dans un hémisphère par unité de surface de la source, en $W m^{-2}$.

$$M = \frac{d\Phi_e}{dA}$$

La luminance spectrale du corps noir, $L_\lambda = (dL / d\lambda)$ en $W m^{-3} sr^{-1}$ est donnée par :

$$L_\lambda = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1}$$

avec c vitesse de la lumière

k constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$)

h constante de Planck ($6.62 \times 10^{-34} J.s$)

T température thermodynamique du corps en K

L'exitance spectrale pour un corps noir qui est lambertien est égale à :

$$M_\lambda = \pi \cdot L_\lambda$$

La puissance totale émise est donnée par la relation de Stefan-Boltzmann

$$M = \int_0^{\infty} M_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4$$

avec σ constante de Stefan-Boltzmann ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$)

De la loi de Planck on déduit la longueur d'onde du maximum du rayonnement du corps noir (Fig.I.9) :

$$\lambda_{\max} = 2.898 \times 10^{-3} / T \quad (\text{en m})$$

3. 1. 2. La loi de Rayleigh-Jeans dans la gamme des hyperfréquences

Dans la gamme des hyperfréquences, soit pour des fréquences inférieures à 300 GHz et pour des températures inférieures à 300 K, ce qui correspond aux domaines de fréquences et de températures de ce travail, on a :

$$\lambda T \gg hc/k$$

En faisant un développement limité au premier ordre du terme exponentiel, la loi de Planck se simplifie, c'est la loi de Rayleigh-Jeans :

$$L_{\lambda} = \frac{2ckT}{\lambda^4}$$

3. 1. 3. Emissivité directionnelle

La plupart des surfaces naturelles ne sont pas des corps noirs parfaits mais des corps gris, c'est à dire qu'ils peuvent réfléchir ou transmettre de l'énergie. On définit l'émissivité spectrale directionnelle dans la direction d'angle θ , d'azimut Φ , à la longueur d'onde λ , et à la température T , comme le rapport de la luminance du corps gris à la température T , $L_{\lambda}(\theta, \Phi)$, à la luminance du corps noir à la même température T , L_{λ}^{CN} . Elle est donc comprise entre 0 et 1.

$$e_{\lambda}(\theta, \Phi) = \frac{L_{\lambda}(\theta, \Phi)}{L_{\lambda}^{CN}} \quad \text{à } T$$

3. 1. 4. Température de brillance

La température de brillance T_b est la température du corps noir qui émettrait la même luminance que le corps gris à la température T ; elle s'exprime en K.

$$L_{\lambda}(T) = L_{\lambda}^{CN}(T_b) = e_{\lambda}(\theta, \Phi) L_{\lambda}^{CN}(T)$$

D'après la loi de Rayleigh-Jeans, on peut écrire :

$$T_b_{\lambda}(\theta, \Phi) = e_{\lambda}(\theta, \Phi) T$$

La température de brillance sera la grandeur énergétique utilisée au cours de ce travail.

3. 1. 5. Loi de Kirchhoff

La loi de Kirchhoff indique que, à l'équilibre thermodynamique, toute l'énergie absorbée par un corps est réémise de manière isotrope.

Par conséquent,

$$a = e$$

Soit, pour les corps opaques ou les milieux semi-infinis pour lesquels $t = 0$,

$$\begin{aligned} a + r &= 1 & \text{soit} \\ e &= 1 - r \end{aligned}$$

On définit la réflectivité bidirectionnelle, ρ_{λ} , comme le rapport entre l'énergie réfléchie dans la direction (θ, Φ) par rapport à celle reçue dans la direction (θ_i, Φ_i) .

L'émissivité s'exprime alors :

$$e_{\lambda}(\theta, \Phi) = 1 - \int_{\text{hémisphère}} \rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i, \theta, \Phi) \cos \theta_i d\Omega_i$$

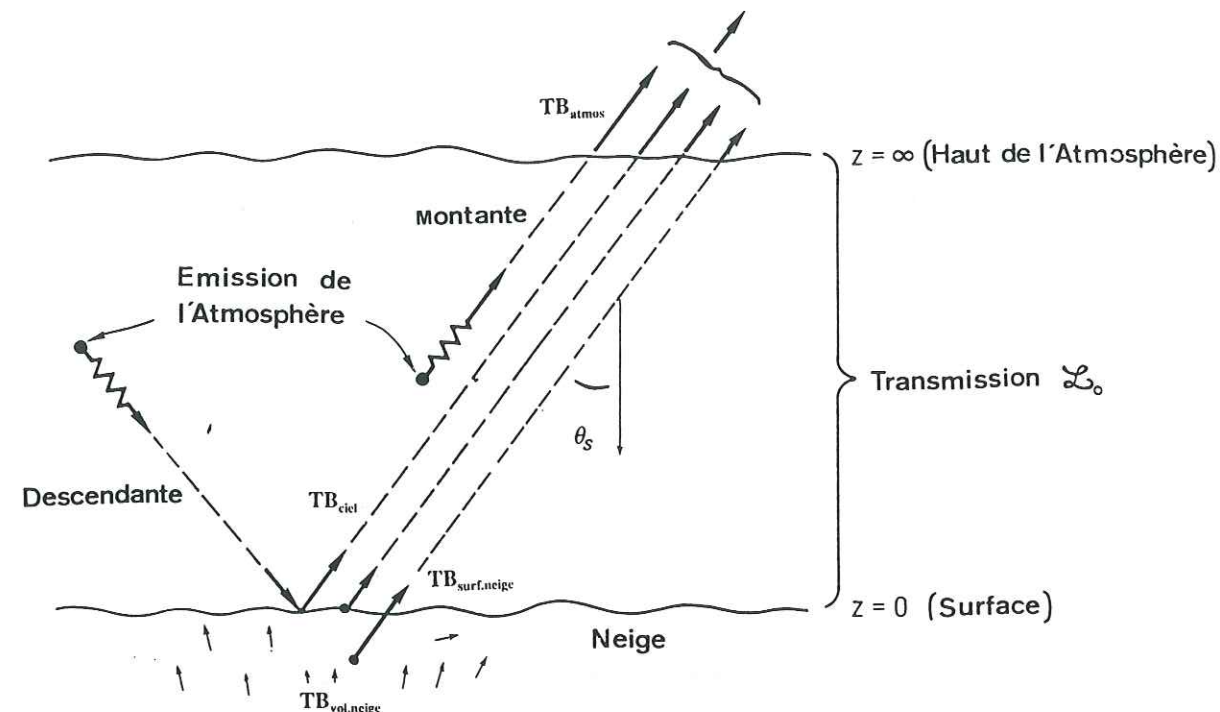


Fig.I.11 : Contributions de l'atmosphère à la température d'antenne apparente mesurée par le satellite (Ulaby et al., 1981, vol. 3).

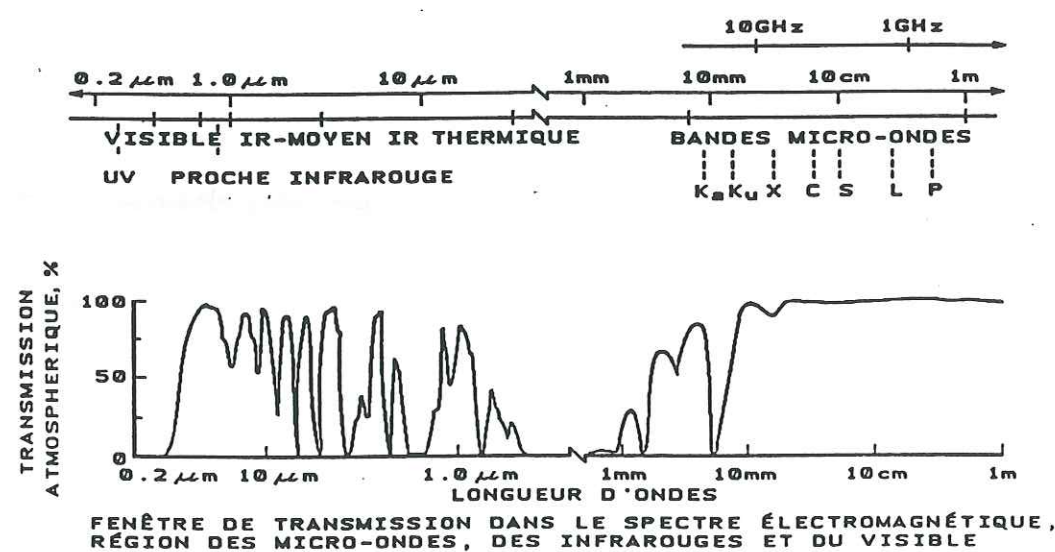


Fig.I.12 : Fenêtres de transmission dans le spectre électromagnétique, région des micro-ondes, des infra-rouges et du visible.

4. Influence de l'atmosphère

La présence de l'atmosphère entre le capteur et la surface naturelle observée affecte le signal émis par celle-ci. L'information spectrale initiale au sol est perturbée.

Le signal mesuré par le radiomètre au sommet de l'atmosphère est constitué :

- du rayonnement propre vers le haut de l'atmosphère, partiellement absorbé par les couches supérieures.
- de la radiation propre vers le bas de l'atmosphère partiellement absorbée par les couches inférieures, puis réfléchi par la surface observée dans la direction de l'antenne et à nouveau partiellement absorbée.
- du rayonnement émis par la surface observée et atténué lors de son trajet vers l'antenne.

L'ensemble de ces phénomènes est schématisé sur la figure I.11.

L'influence de l'atmosphère sur le rayonnement porte sur la réfraction, l'absorption, la diffusion, l'émission propre, provoquées par les molécules de gaz (essentiellement oxygène et vapeur d'eau dans les micro-ondes) et les particules solides ou liquides (aérosols, gouttelettes et cristaux de glace des nuages) présentes dans l'atmosphère. L'atmosphère agit sur les ondes électromagnétiques comme un milieu stratifié, chaque strate étant caractérisée par sa température, sa pression, par sa composition en gaz, en hydrométéores, en aérosols. Dans le paragraphe qui suit nous nous limiterons à l'influence de l'atmosphère dans le domaine des micro-ondes.

4. 1. Atmosphère en ciel clair

4. 1. 1. Transmission en ciel clair

Globalement, on peut constater que, comparé aux autres domaines de fréquences (ultra-violet, visible, infra-rouge) l'atmosphère est relativement transparent dans le domaine des micro-ondes (Fig.I.12).

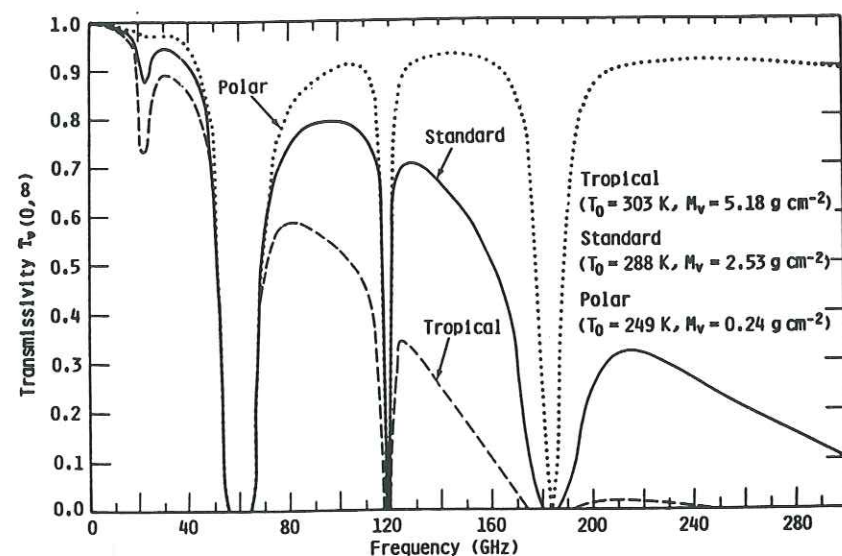


Fig. I.13 : Transmission de l'atmosphère en fonction de la fréquence, pour différentes températures atmosphériques T_0 et contenus en vapeur d'eau M_v (Grody, 1976 extrait de Ulaby et al., 1981, vol. 3)

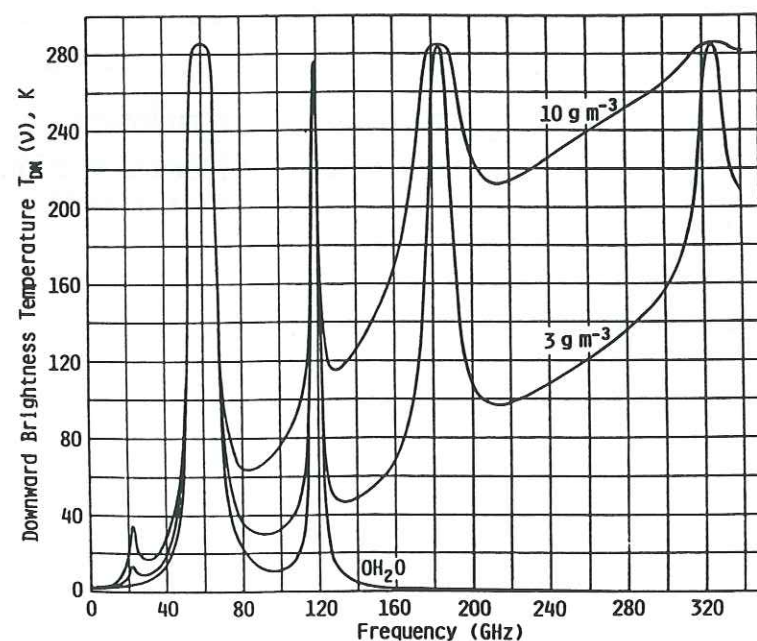


Fig. I.14 : Température de brillance, au zénith, de l'atmosphère $T_{DN}(v)$ pour différents contenus en vapeur d'eau, et pour une température de 288 K (Smith, 1982, extrait de Ulaby et al., 1981, vol. 3).

La figure I.13 présente la capacité de transmission de l'atmosphère en ciel clair (soit sans particules solides ou liquides, uniquement les gaz atmosphériques) pour différentes régions caractérisées par leur température et leur contenu en vapeur d'eau.

On peut remarquer qu'il existe des pics d'absorption (respectivement d'émission) à 22.2 et à 183.3 GHz dus à la vapeur d'eau, de même que dans la région 50 - 70 GHz et à 118.7 GHz dus à l'oxygène. Cependant l'atmosphère polaire sèche est beaucoup plus transparente que l'atmosphère tropicale humide.

4. 1. 2. Emission propre en ciel clair

Les mêmes propriétés se retrouvent bien sûr sur la figure I.14, qui représente la température de brillance descendante de l'atmosphère au zénith pour différents contenus en vapeur d'eau et pour une température de 288 °K, très supérieure aux températures que l'on rencontre en Antarctique. La contribution de l'émission propre en ciel clair est donc négligeable.

4. 1. 3. Conclusion

Les contributions de l'émission propre vers le haut et de l'émission descendante réfléchiée sur la neige dans la direction de l'antenne, (le coefficient de réflexion de la neige étant de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-2} pour les fréquences qui nous intéressent, c'est à dire inférieures à 90 GHz) sont faibles, excepté pour les très forts angles d'incidence et bien sûr dans la bande d'absorption de l'oxygène.

4. 2. Diffusion et absorption par les hydrométéores

Les phénomènes d'absorption (émission) et de diffusion par les nuages peuvent affecter le signal radiométrique. L'importance des effets de diffusion est liée à la longueur d'onde du signal, au diamètre et à l'indice de réfraction complexe des particules. Ainsi, pour des particules très petites devant la longueur d'onde, la diffusion est négligeable devant l'absorption (approximation de Rayleigh). C'est le cas de la plupart des nuages d'eau liquide constitués de particules de rayon inférieur à 0.1 mm, jusqu'à 50 GHz mais également des

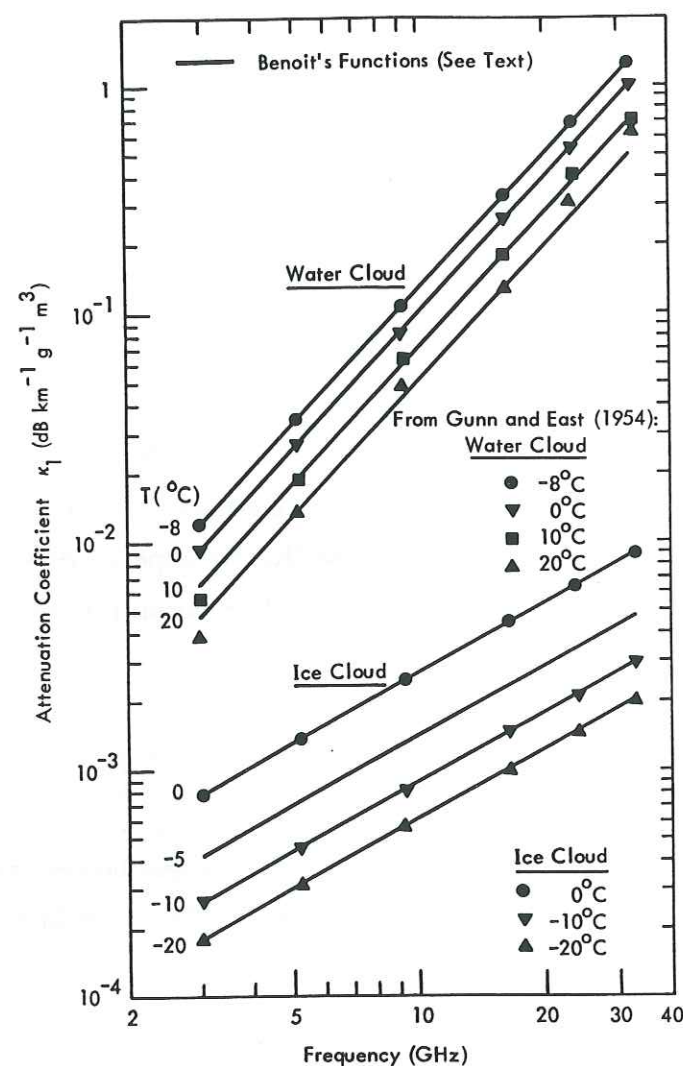


Fig.I.15 : Coefficients d'atténuation de brouillards et nuages composés de gouttelettes d'eau liquide ou de cristaux de glace, valeurs modélisées (Benoit, 1968) et mesurées (Gunn et East, 1954), extrait de (Ulaby et al., 1981, vol. 1).

nuages de glace de particules plus grandes (jusqu'à 0.2 mm) mais d'indice de réfraction inférieur à celui de l'eau et où l'approximation de Rayleigh est valable jusqu'à 70 GHz (Ulaby, 1981). La diffusion devient plus forte pour des particules de taille de l'ordre de la longueur d'onde. L'ensemble de ces effets est quantifié par le coefficient d'atténuation du signal pour une longueur d'onde donnée. On peut voir (Fig.I.15) que l'atténuation des nuages de glace, soit la plupart des nuages rencontrés en Antarctique, est de un à deux ordres de grandeur inférieure à celle des nuages d'eau liquide et correspond à des transmissions proches de 1. Inversement, l'émission propre des nuages et plus particulièrement des nuages de glace, soit directe, soit via la réflexion sur la surface est faible. Cependant, dans le cas de nuages d'eau liquide comme ce peut être le cas, en été, dans les zones côtières de l'Antarctique, l'émission comme l'absorption de l'atmosphère peuvent avoir des effets non négligeables sur les températures de brillance mesurées, en particulier aux hautes fréquences ou autour du pic d'absorption de l'eau (Fig.I.16, page suivante).

4. 3. Conclusion

En conclusion, l'atténuation de l'atmosphère est faible en régions polaires (coefficient de transmission proche de 1) et à l'exception peut-être des zones côtières, la contribution de l'atmosphère au signal total est négligeable comparée aux températures de brillance de la neige de l'ordre de 200 °K. Un des avantages de la télédétection micro-onde est d'être quasiment indépendante des conditions nuageuses et de fonctionner de jour comme de nuit. Cependant, d'une manière générale, les effets de l'atmosphère (diffusion et absorption) sont plus importants aux hautes fréquences (50-100 GHz pour le domaine de fréquences qui nous intéresse) qu'aux basses fréquences (1-50 GHz).

Nous travaillerons donc avec les températures de brillance mesurées par le satellite sans apporter de correction atmosphérique en sachant cependant que cette approximation n'est pas toujours valable pour les hautes fréquences, 85 GHz du satellite SSM/I et 90 GHz du radiomètre PORTOS, de même que près des zones côtières où la présence en été de nuages d'eau liquide peut perturber le signal radiométrique.

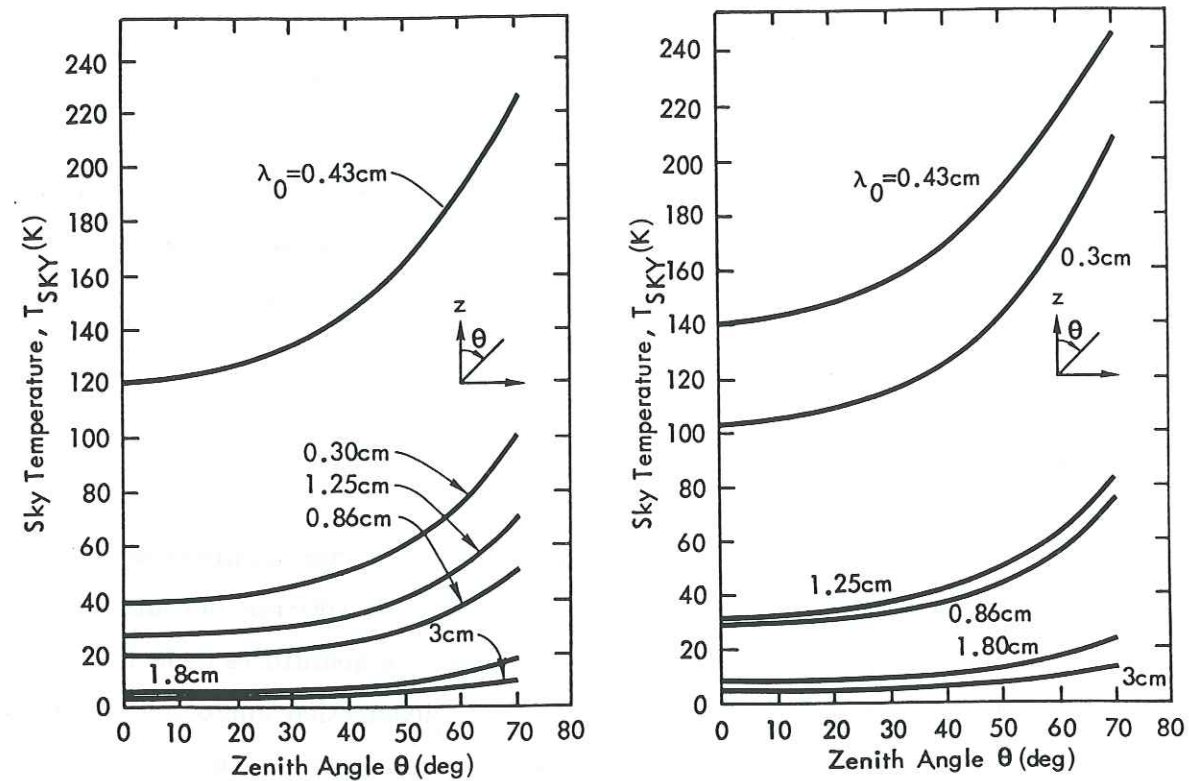


Fig.I.16 : Effets des nuages d'eau liquide sur la température radiométrique du ciel en fonction de l'angle d'incidence, pour plusieurs longueurs d'onde :

a- atmosphère en ciel clair

b- atmosphère nuageuse, caractérisée par son contenu en eau liquide de 0.3 g/m³

La température de l'atmosphère est de 290 K (Weger, 1960, extrait de Ulaby, 1981, vol. 1)

Chapitre II

Variations temporelles des températures de brillance en Antarctique

Relation avec la température de la neige

Chapitre II

Variations temporelles des températures de brillance en Antarctique

Relation avec la température de la neige

Variations temporelles des températures de brillance en Antarctique Relation avec la température de la neige

1. Introduction

Très peu de données de température sont actuellement disponibles sur le continent Antarctique, les seules séries temporelles existantes sont celles des stations automatiques AWS situées essentiellement près de la côte (Fig. II.1). Or, la température est un paramètre climatologique particulièrement important, que ce soit par exemple pour la validation des Modèles de Circulation Générale (GCM), ou comme paramètre d'entrée des modèles d'évolution de calotte.

Les mesures radiométriques dans l'infra-rouge sont directement liées à la température de surface de la neige, cependant elles ont l'inconvénient majeur d'être fortement dépendantes de l'atmosphère et des conditions nuageuses. Par contre, les données micro-ondes, très peu sensibles aux conditions de l'atmosphère, sont beaucoup mieux adaptées pour un suivi régulier de la température sur de grandes échelles spatiales. Cependant, si par définition, température de brillance et température de surface sont liées, ce lien n'est pas direct car la mesure micro-onde est le résultat de l'émission d'une certaine épaisseur de neige, d'autant plus grande que la fréquence est petite. Cette étude a donc porté sur les variations temporelles des températures de brillance, mesurées par le satellite SSM/I, et des températures thermodynamiques, mesurées par les stations automatiques, en deux sites antarctiques, Dôme C et Lettau, afin de mieux définir la relation entre température de brillance et température thermodynamique et afin de développer une méthode, basée sur un modèle de transfert radiatif semi-empirique, permettant d'obtenir les températures de surface sur le continent Antarctique à partir des mesures satellitaires.

2. Le radiomètre SSM/I

Le radiomètre SSM/I (Special Sensor Microwave Imager) succède au radiomètre SMMR (Scanning Multichannel Microwave Radiometer) opérationnel jusqu'en Août 1987. Il a été lancé le 19 Juin 1987 à bord du satellite F-8 dans le cadre du programme américain DMSP (Defense Meteorological Satellite Program). L'objectif de ce programme est d'obtenir sur une

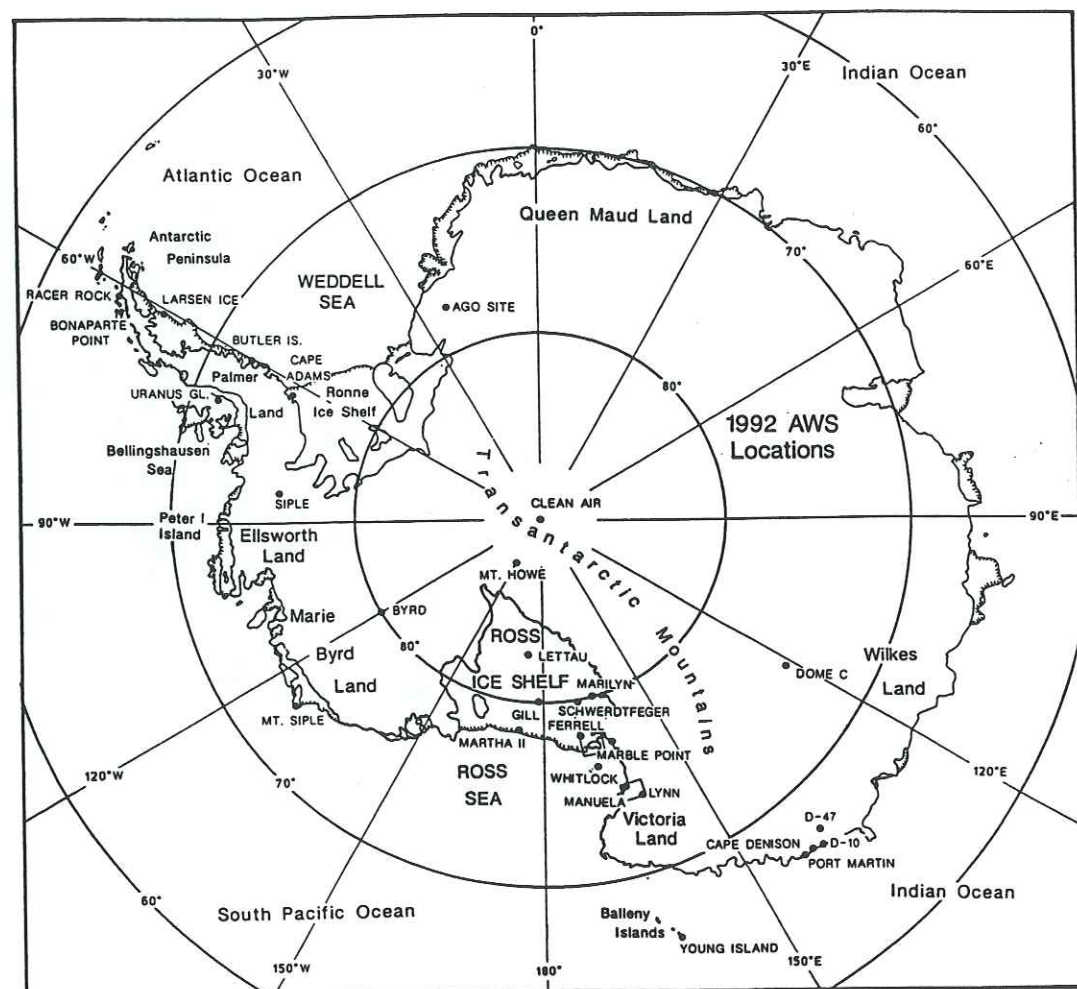


Fig.II.1 : Réseau de stations automatiques AWS, en 1992, sur le continent Antarctique.

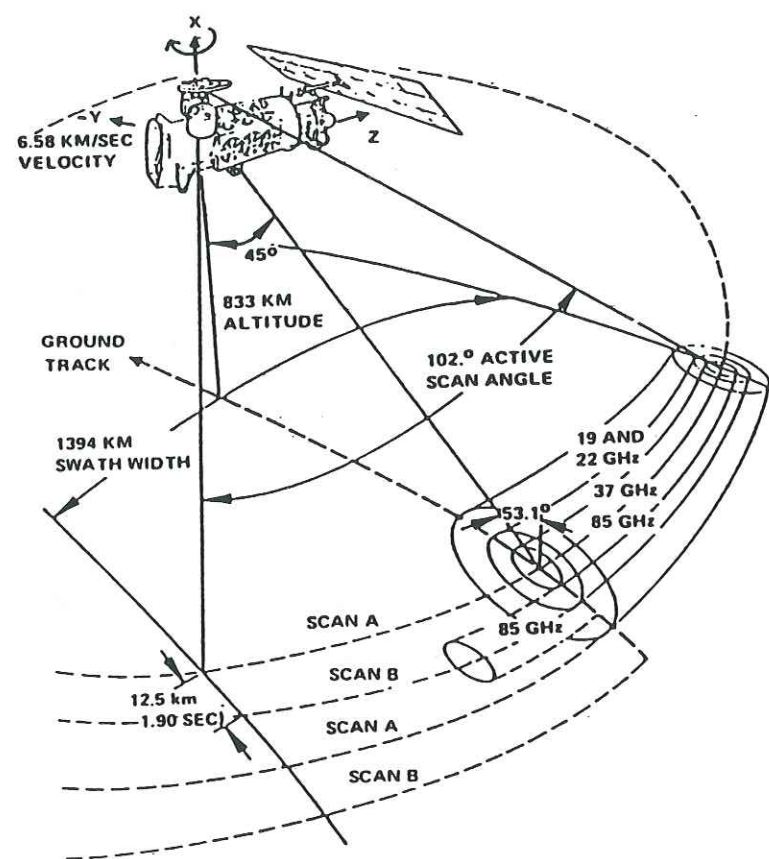


Fig.II.2 : Caractéristiques géométriques de la mesure SSM/I.

échelle globale, des paramètres atmosphériques, océanographiques ou concernant des étendues particulières comme la glace de mer dans les régions polaires. Le satellite est placé sur une orbite circulaire quasi-polaire (son inclinaison, soit l'angle entre le plan orbital du satellite et le plan de l'équateur, est de 98.8°) et héliosynchrone, c'est à dire qu'il survole toujours un lieu donné à la même heure locale. Son altitude moyenne est de 833 km. Il effectue 14.1 révolutions par jour, ce qui correspond à une période de 102 mn. Avec un angle de balayage de 102.4° soit une fauchée d'environ 1400 km de large (Fig.II.2), il permet une couverture quasi-globale des zones polaires chaque jour, à l'exception de deux cercles centrés sur chacun des pôles de 266 km de rayon (2.4° de latitude), à cause de l'inclinaison du plan de l'orbite du satellite par rapport à l'axe de rotation de la terre. Des informations plus détaillées sur les caractéristiques techniques du radiomètre peuvent être trouvées dans (Hollinger, 1989) et (Goodberlet et Swift, 1992).

2.1. Les caractéristiques du radiomètre SSM/I

Le radiomètre SSM/I mesure l'émission micro-onde aux fréquences, 19.35, 22.235, 37.0 et 85.5 GHz aux deux polarisations verticale et horizontale, excepté pour la fréquence 22.235 GHz mesurée en polarisation verticale seulement. Les différents canaux seront par la suite référencés de la façon suivante : 19H, 19V, 22V, 37H, 37V, 85H et 85V. L'angle d'incidence au sol de la visée est fixe car le balayage est conique ; il est égal à 53.1° (Fig.II.2).

Résolution spatiale : les résolutions spatiales du SSM/I dépendent de la longueur d'onde, elles sont indiquées dans le tableau II.1 ci-dessous :

Fréquence (GHz)	19.35	22.235	37.0	85.5
Longueur d'onde (cm)	1.55	1.35	0.81	0.35
Tache au sol à -3 dB (kmxkm)	69x43	50x40	37x28	15x13

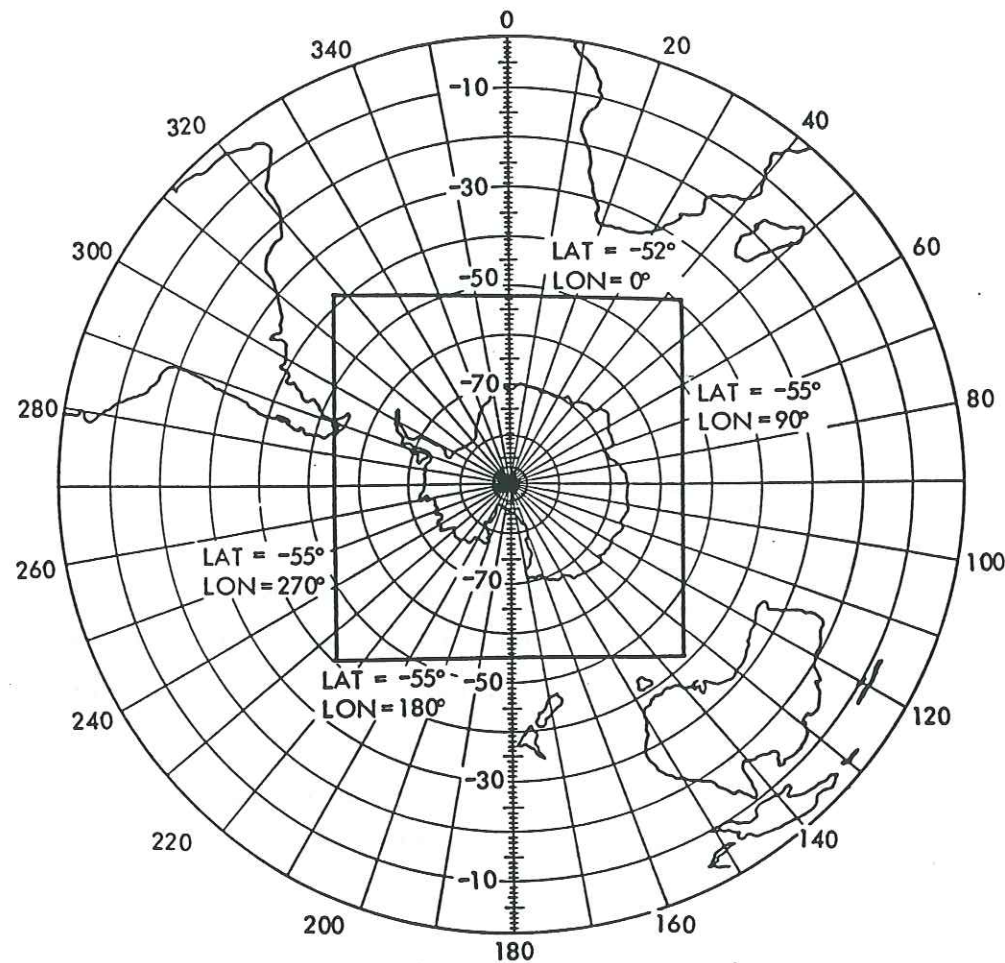


Fig.II.3 : Grille sur l'Antarctique sur laquelle sont interpolées les données SSM/I.

A la réception, les données sont ensuite rééchantillonnées pour obtenir finalement une résolution supérieure à celle de l'antenne à 3 dB :

- 12.5 km x 12.5 km pour le 85.5 GHz
- 25 km x 25 km pour les autres fréquences

Ces données sont archivées et distribuées par le National Snow and Ice Data Center, à Boulder.

Étalonnage : une façon de déterminer la précision des températures de brillance SSM/I consiste à comparer les températures mesurées à celles modélisées par un modèle de transfert radiatif utilisant des paramètres environnementaux mesurés indépendamment. Cette méthode est cependant fortement dépendante du modèle de transfert radiatif utilisé. Une étude de ce type donne une précision de 2 à 4K (Goodberlet and Swift, 1992). Ceci est cohérent avec l'erreur absolue d'étalonnage sur les températures de brillance donnée par Hollinger (1989) de l'ordre de $\pm 3K$.

Localisation géographique : chaque pixel est repéré par sa latitude et sa longitude. Des erreurs de localisation pouvant atteindre 30 km ont été observées ; elles seraient dues à des imprécisions de l'éphéméride utilisée et à l'attitude du satellite, roulis, tangage et mouvement en lacet. Plusieurs études concernant ce problème ont été menées, tout d'abord par le Department of Electrical and Computer Engineering de l'Université du Massachussets et plus récemment par Hollinger (1989) et Wentz (1989) de manière à mieux définir ces erreurs. Des algorithmes de correction ont été proposés. Le dernier algorithme appliqué aux données SSM/I que nous utilisons permet de réduire les erreurs de localisation à moins de 10 km, ce qui est largement suffisant pour notre étude vu l'homogénéité des zones du continent Antarctique qui nous intéressent.

2. 2. Les données du SSM/I

Températures de brillance journalières interpolées sur une grille régulière (Fig.II.3).

Nous avons utilisé des températures de brillance moyennes journalières interpolées sur une grille régulière. Elles sont disponibles sur CD-ROM. Les données brutes de chacun des canaux sont moyennées et interpolées de la façon suivante : tout d'abord les coordonnées géodésiques de chaque scène élémentaire observée (pixel) sont converties en coordonnées cartésiennes attachées à la grille. A partir de ces nouvelles coordonnées, on peut déterminer les observations satellitaires qui "tombent" à l'intérieur de chacune des cellules de la grille

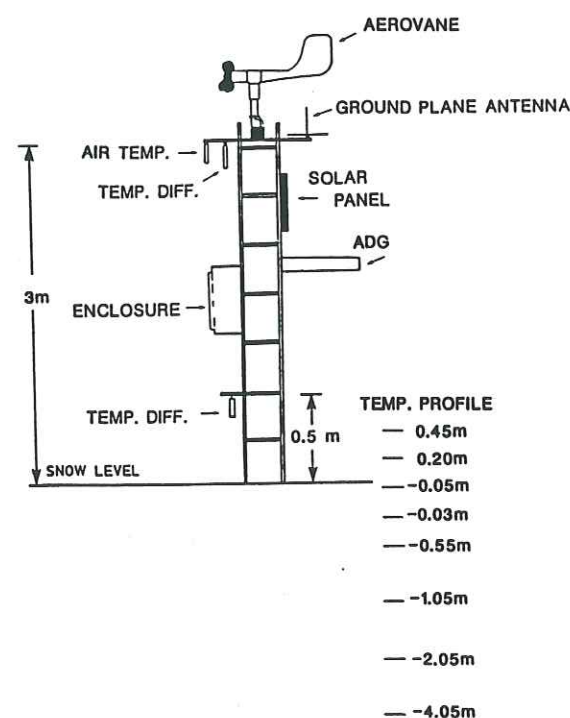


Fig.II.4 : Schéma d'une station automatique AWS.

pendant une période de 24 h (de minuit à minuit UTC). Pour chaque cellule, on obtient ainsi la température de brillance journalière moyenne en divisant la somme des températures de brillance appartenant à une cellule par le nombre d'observations. L'orbite du satellite est telle qu'il passe plusieurs fois par jour au-dessus des pôles, la température de brillance moyenne ainsi déterminée est à priori bien représentative de la moyenne journalière. Les données sont ainsi définies sur une grille régulière, avec une résolution de 12.5 km pour le 85.5 GHz et de 25 km pour les autres fréquences. La grille qui nous intéresse est celle centrée sur le pôle Sud (Fig.II.3) ; Il s'agit d'une grille obtenue par projection stéréographique polaire, permettant de passer des coordonnées géodésiques aux coordonnées cartésiennes. Le plan de projection est tangent à l'ellipsoïde à la latitude 70° et non pas au Pôle Sud de manière à minimiser les distorsions dans la zone marginale de glace de mer, l'un des objectifs du SSM/I étant l'observation de l'étendue de la glace de mer.

De plus amples informations peuvent être trouvées dans le rapport User's guide 1992, National Snow and Ice Data Center Special Report, DMSP SSM/I Brightness Temperature and Sea Ice Concentration Grids for the Polar Region on CD-ROM, disponible au Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences (CIRES) de l'Université du Colorado.

3. Les mesures météorologiques de référence

Un réseau de stations météorologiques automatiques (AWS) a été installé sur le continent Antarctique. Ces stations sont situées principalement le long des côtes, cependant il en existe quelques unes à l'intérieur du continent (Fig.II.1). Les paramètres climatologiques mesurés toutes les trois heures par ces stations comprennent la température de l'air à 1.5 ou 3 m du sol, la pression atmosphérique, la vitesse et la direction du vent (Keller et al., 1992). La hauteur des mesures par rapport à la surface, de 3 m lors de l'installation de la station, n'a guère de signification aujourd'hui du fait de l'accumulation de neige. Certaines stations mesurent également l'humidité relative, le gradient de température entre 0.5 et 3m, les plus récentes donnent un profil de température dans la neige. Le schéma d'une station AWS est présenté figure II.4. Ces données sont disponibles depuis plusieurs années, cependant certaines stations n'ont pas fonctionné de manière continue.

Dans les calculs qui vont suivre, la température de surface de la neige est approximée par la température AWS. Il est vrai que la température AWS qui est une mesure de la température de l'air à 3m du sol ne représente pas exactement la température de la neige

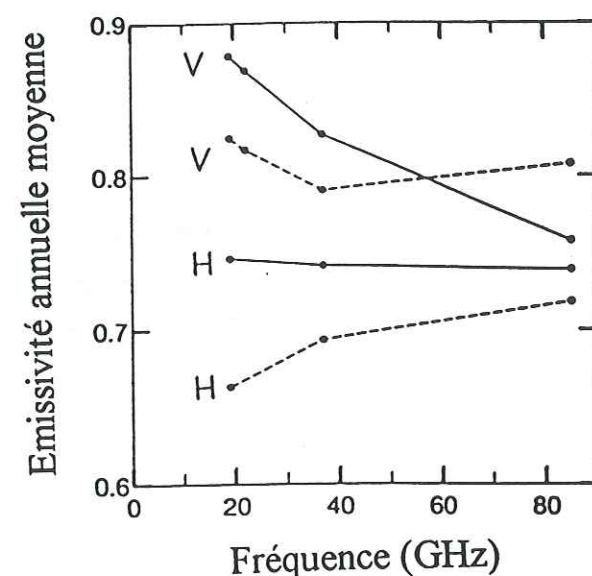


Fig.II.5 : Emissivité annuelle moyenne aux polarisations verticale (V) et horizontale (H), aux fréquences 19, 22, 37 et 85 GHz, à Dôme C (pointillés) et à Lettau (ligne). Les valeurs sont celles de l'année 1989, excepté pour le 85 GHz calculée pour 1988, ce canal ayant cessé de fonctionner en 1989.

en surface. Sa connaissance de manière plus précise nécessiterait de calculer le bilan énergétique (flux radiatif, latent, sensible) à la surface du manteau neigeux. De plus, à cause de l'accumulation de neige, la hauteur actuelle, par rapport au sol, de la mesure AWS est inconnue. Du fait de la radiation solaire, on peut penser que la température AWS sous-estime la température de la neige en été et du fait de la forte inversion du profil de température dans l'air, la sur-estime en hiver. Nous gardons en mémoire les erreurs et les biais que peuvent introduire ces approximations.

4. Les données sélectionnées pour notre étude

De manière à pouvoir comparer les variations temporelles des températures AWS et des températures de brillance du SSM/I, nous devons sélectionner des sites où nous pouvions disposer de mesures AWS relativement continues ; de plus, étant donné la faible résolution spatiale du radiomètre SSM/I avec un pixel de 25 x 25 km, nous avons éliminé les stations proches de la côte ou de montagnes, du fait de l'inhomogénéité des pixels centrés sur ces stations. Finalement les stations Dôme C, sur le plateau de l'Antarctique de l'Est et Lettau sur le Ross Ice Shelf ont été retenues. Notre étude porte sur l'année 1989. Quelques caractéristiques de ces stations sont résumées dans le tableau II.2 ci-dessous :

Station	Dôme C	Lettau
Lat., Long. (°)	74.50°S, 123.00°E	82.59°S, 174.27°W
Altitude (m)	3280	55
<T> annuelle (K) (1989) moyenne des AWS	221.5	248
Accumulation (g/cm ² /an)	3.6 (Petit et al., 1982)	15 (Crary et al., 1962)
Masse volumique (kg/m ³)	350 - 450	350 - 450

Les températures de brillance moyennes journalières des pixels centrés sur ces deux stations ont été sélectionnées ; nous avons pris soin auparavant de vérifier que les pixels voisins ne différaient quasiment pas du pixel centré.

Les deux stations montrent des signatures spectrales différentes (Fig.II.5) représentatives de manteaux neigeux de caractéristiques différentes (Surdyk et Fily, 1993) ; l'émissivité annuelle représentée est égale à la moyenne annuelle des températures de brillance divisée

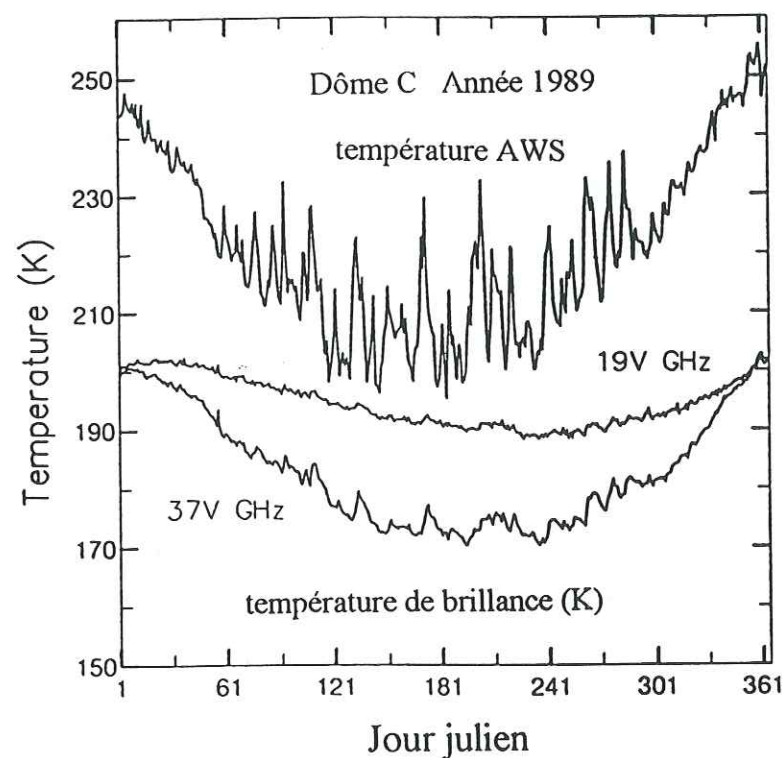


Fig.II.6: Températures AWS et températures de brillance à Dôme C, pour l'année 1989.

par la moyenne des températures AWS.

Nous avons sélectionné les fréquences 19, 22 et 37 GHz qui, dans le cas d'une atmosphère froide et sèche sont très peu affectées par l'atmosphère ; ce n'est pas le cas du 85 GHz. Nous avons travaillé avec la polarisation verticale car elle dépend moins de la stratification et de la rugosité de surface l'angle d'incidence de la mesure étant proche de l'angle de Brewster pour la neige. La figure II.6 illustre bien le lien qui peut exister entre la température thermodynamique et la température de brillance ; les variations des températures AWS, à des amplitudes différentes et avec un certain décalage, visible surtout sur le 19 GHz, se retrouvent sur les températures radiométriques. Au passage, on peut remarquer la grande variabilité des températures en hiver, sur des périodes de l'ordre de 10 à 15 jours.

5. Modèle direct de calcul de températures de brillance

La première étape consiste à retrouver les températures de brillance pour chaque fréquence à partir des températures AWS, soit à considérer le problème dans le sens direct.

Par définition température thermodynamique et température radiométrique sont liées. Pour un milieu homogène isotherme d'émissivité e ou pour une émission de surface seulement, la température de brillance TB est directement proportionnelle à la température T . Pour une longueur d'onde λ et une direction (θ, ϕ) :

$$TB(\lambda, \theta, \phi) = e(\lambda, \theta, \phi) \cdot T$$

Cependant, dans le cas des micro-ondes, le signal mesuré est le résultat de l'émission de surface mais aussi d'une certaine épaisseur de neige, d'autant plus importante que la fréquence est petite. L'expression de la température de brillance en fonction de la température doit par conséquent tenir compte d'un profil de température pondéré par une fonction incluant les phénomènes d'absorption, d'émission et de diffusion dans le volume (Zwally, 1977).

5. 1. Modèle radiométrique de transfert radiatif

Dans la théorie du transfert radiatif, l'interaction entre la radiation et la matière est décrite en terme d'extinction si l'intensité de la radiation se propageant dans une direction donnée est réduite en traversant le milieu, et en terme d'émission si le milieu contribue à

l'augmentation de l'intensité dans la direction de propagation. L'extinction concerne les pertes par absorption, c'est à dire l'énergie transformée en d'autres formes d'énergie comme la chaleur, et les pertes par diffusion dans des directions autres que la direction d'observation. L'émission inclue l'émission thermique ainsi que la rediffusion dans la direction d'observation de l'énergie provenant de toutes les directions incidentes.

Le développement de l'expression de la température de brillance, solution de l'équation de transfert radiatif se trouve dans Ulaby, 1981. Pour un milieu semi-infini, suite à l'approximation de Rayleigh-Jeans, la température de brillance dans la direction \vec{r} , en un point r du milieu est donnée par :

$$TB(\vec{r}) = \int_0^r K_a(\vec{r}') T(\vec{r}') \exp(-\tau(\vec{r}', \vec{r})) d\vec{r}' + \int_0^r K_s(\vec{r}') T_{sc}(\vec{r}') \exp(-\tau(\vec{r}', \vec{r})) d\vec{r}' \quad (1)$$

r' représente un point le long du trajet $(0, r)$.

On définit le coefficient d'absorption K_a , le coefficient de diffusion K_s et le coefficient d'extinction K_e égal à $(K_a + K_s)$.

$T(\vec{r}')$ est le profil de température dans le milieu.

$\tau(\vec{r}', \vec{r})$ est l'épaisseur optique, définie par :

$$\tau(\vec{r}', \vec{r}) = \int_{r'}^r K_e(\vec{r}) d\vec{r}$$

Le deuxième terme de l'équation prend en compte la diffusion :

$$T_{sc}(\vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \int \int_{4\pi} \Psi(\vec{r}', \vec{r}_i) TB(\vec{r}_i) d\Omega_i$$

$T_{sc}(\vec{r}')$ représente la radiation en r' résultant de la diffusion dans la direction \vec{r} des radiations $TB(\vec{r}_i)$ provenant de toutes les directions incidentes \vec{r}_i dans un angle solide 4π .

La fonction de phase $\Psi(\vec{r}', \vec{r}_i)$ décrit pour toutes les directions, la portion d'énergie incidente dans la direction \vec{r}_i qui est diffusée dans la direction \vec{r} .

Dans l'équation (1) on peut noter que la contribution au point d'observation r d'une couche infinitésimale située en r' et d'épaisseur dr' , est atténuée d'un facteur $\exp(-\tau(r', r))$, dû à l'extinction dans le milieu lors du trajet de la radiation entre la couche en r' et le point r .

Le calcul de la température de brillance avec le second terme de l'équation est difficile à

obtenir car il nécessite la détermination du coefficient de diffusion K_s , de la fonction de phase et d'une intégrale dans laquelle chaque direction de propagation dépend de toutes les autres au travers de la fonction de phase. La température de brillance ne peut pas être calculée de manière analytique simple car elle intervient comme résultante du calcul ainsi que dans le calcul de $T_{sc}(\vec{r}')$. De manière à simplifier l'équation, nous faisons l'hypothèse que le second terme de l'équation est proportionnel à la température (Rott, 1989). Pour cela nous introduisons un coefficient empirique K_{eff} qui prend en compte d'une manière globale, l'absorption et la diffusion dans le manteau neigeux. Une équation du même type, où cette fois, termes d'absorption et de diffusion sont dissociés, a été utilisée par Van der Ven et Jesek (1993). Le manteau neigeux est un milieu stratifié dont les caractéristiques varient en fonction de la profondeur. Cependant, en première approximation K_{eff} et K_e sont supposés constants en fonction de la profondeur. Il s'agit d'une hypothèse assez grossière, mais qui en simplifiant le problème, permet la résolution qui va suivre, en particulier sans connaissance préalable de la stratigraphie. Finalement, si l'on tient compte de la réflexion à l'interface air-neige, la température de brillance émise en surface par la neige dans la direction θ_0 peut être approximée par :

$$TB = (1 - R) \sec \theta_1 \int_0^\infty K_{eff} T(z) \exp(-K_e \sec \theta_1 z) dz \quad (2)$$

avec - θ_1 angle de réfraction à l'interface air-neige, soit l'angle de propagation du rayonnement dans le manteau neigeux.

- $\sec \theta_1 = 1/\cos \theta_1$

- R coefficient de réflexion Fresnel

θ_1 et R sont calculés à partir des constantes diélectriques de la glace et de la neige.

Les constantes diélectriques de la glace sont issues de l'article (Mätzler and Wegmüller, 1987). En première approximation, la dépendance en température pour les parties réelle ϵ_i' et imaginaire ϵ_i'' est négligée. Finalement,

- $\epsilon_i' = 3.1884$ quelle que soit la fréquence

- $\epsilon_i'' = 1.3 \cdot 10^{-3}$ à 19 GHz

- $\epsilon_i'' = 1.5 \cdot 10^{-3}$ à 22 GHz

- $\epsilon_i'' = 2.5 \cdot 10^{-3}$ à 37 GHz

Les constantes diélectriques de la neige, partie réelle ϵ_n' et partie imaginaire ϵ_n'' sont calculées à partir des expressions données dans (Mätzler, 1987), soit :

$$- \epsilon_n' = 1 + \frac{1.6d}{1 - 0.35d} \quad d \text{ étant la masse volumique de la neige en } \text{g/cm}^3$$

$$- \epsilon_n'' = \epsilon_i'' (0.52d + 0.62d^2)$$

Dans notre modèle simplifié, celles-ci interviennent seulement dans le calcul des coefficients de réflexion de Fresnel et de l'angle de propagation dans le milieu, soit pour ce qui se passe à l'interface air/neige, les densités seront choisies en conséquence. L'angle de transmission θ_1 dans le milieu neige, pour un angle d'observation θ_0 est donné par :

$$- \sin \theta_1 = \frac{\sin \theta_0}{\epsilon_n^{1/2}}$$

Les coefficients de Fresnel à l'interface air/neige sont calculés à partir des expressions suivantes avec la constante diélectrique de l'air égale à 1.

$$R_h = \frac{(p - \cos \theta_0)^2 + q^2}{(p + \cos \theta_0)^2 + q^2}$$

$$R_v = \frac{(\epsilon_n' \cos \theta_0 - p^2) + (\epsilon_n'' \cos \theta_0 - q^2)}{(\epsilon_n' \cos \theta_0 + p^2) + (\epsilon_n'' \cos \theta_0 + q^2)}$$

où

$$p = \frac{[(\epsilon_n' - \sin^2 \theta_0)^2 + \epsilon_n'^2]^{1/2} + (\epsilon_n' - \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{\sqrt{2}}$$

et

$$q = \frac{[(\epsilon_n' - \sin^2 \theta_0)^2 - \epsilon_n'^2]^{1/2} + (\epsilon_n' - \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{\sqrt{2}}$$

Il reste à établir un lien entre K_{eff} et K_e . Si l'on suppose que le profil de température annuel moyen est constant en fonction de la profondeur et égal à la température de surface annuelle moyenne $\langle T \rangle$, on obtient :

$$\langle TB \rangle = (1 - R) \frac{K_{\text{eff}}}{K_e} \langle T \rangle = \langle e \rangle \langle T \rangle$$

$$\text{d'où} \quad K_{\text{eff}} = \frac{K_e \langle e \rangle}{(1 - R)} \quad (3)$$

L'émissivité annuelle moyenne $\langle e \rangle$ est obtenue à partir de la température de brillance annuelle moyenne $\langle TB \rangle$, soit la moyenne des températures de brillance SSM/I sur une année et de la température de surface moyenne, soit la moyenne des températures AWS de la même année. L'utilisation de la relation ainsi déterminée entre K_{eff} et K_e suppose une émissivité quasi constante pendant toute l'année. Pour les régions de faible accumulation, la structure du manteau neigeux, et par suite, l'émissivité varient peu ; cette hypothèse semble valable pour une grande partie du continent Antarctique. En effet, la répartition spatiale de la signature spectrale semble stable sur plusieurs années, ceci a été observé à grande échelle sur le continent Antarctique (Fily et Benoist, 1991). Pour les zones de plus forte accumulation ou présentant des conditions climatiques plus variées entraînant différents processus de métamorphisme de grains, comme les zones côtières, cette hypothèse peut être remise en question.

5. 2. Modèle thermodynamique

Le calcul suivant l'équation (2) de la température de brillance journalière nécessite la détermination de profils de température $T(z)$ journaliers. Ils sont simulés par un modèle thermodynamique simple de propagation de la chaleur dans un milieu continu, avec une condition à la limite supérieure variable, la température de surface de la neige. L'équation de la chaleur, dans un milieu continu, et dans le cas d'une seule dimension d'espace z , s'écrit (Carslaw et Jaeger, 1959) :

$$\rho_n C \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4)$$

Les différents paramètres et coefficients de l'équation sont :

- T la température, z la profondeur et t le temps.
- ρ_n la masse volumique de la neige (kg. m^{-3})

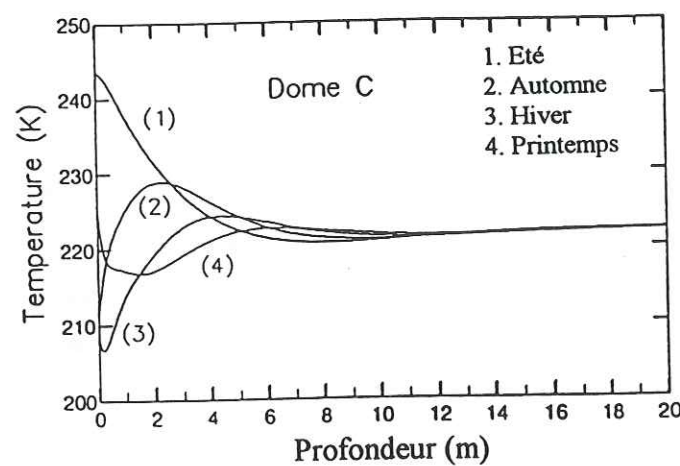


Fig.II.7 : Profils de température simulés à Dôme C, en 1989, pour différentes saisons.

- K la conductivité thermique de la neige ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$).
- C capacité calorifique ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)
- u_z la vitesse verticale en $m \cdot s^{-1}$ d'une particule de neige par rapport à la surface, elle est due à l'accumulation.

L'équation est résolue par la méthode des différences finies ; l'équation différentielle (II.4) est discrétisée dans l'espace (avec un pas Δz de 0.1m) et en temps (avec un pas Δt de 1 jour). Résoudre l'équation de propagation de la chaleur revient alors à résoudre un système d'équations linéaires dans lequel chaque profil au jour j dépend du profil du jour $(j-1)$ précédent. La résolution numérique de l'équation de diffusion de la chaleur par la méthode des différences finies est développée en Annexe 1.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- La température à la surface de la neige est imposée à chaque pas de temps, elle est approximée par la température AWS journalière moyenne.
- La condition aux limites en profondeur est telle que le gradient de température à 20m est nul.

Pour différentes saisons des profils de températures à Dôme C sont présentés figure II.7.

Les variations saisonnières disparaissent aux environs de 11 m.

5. 3. Calculs des températures de brillance journalières et des coefficients d'extinction semi-empiriques

La relation (3) qui suppose une émissivité constante, égale à l'émissivité annuelle moyenne, permet d'exprimer la température de brillance en fonction du profil de température et du coefficient d'extinction K_e . Les profils de températures journaliers pour l'année 1989 sont déterminés par le modèle thermodynamique ; il reste cependant une inconnue dans l'équation (2) : le coefficient K_e . Par conséquent, nous abordons le problème de la façon suivante : le coefficient d'extinction K_e est déterminé de manière à ce que toutes les températures de brillance journalières, pour une année complète, modélisées par l'équation (2), se rapprochent au mieux au sens des moindres carrés des températures de brillance mesurées par le satellite.

Pour l'intégration numérique, c'est la méthode de Simpson qui a été utilisée. L'intégrale est remplacée par une somme finie, l'intervalle d'intégration est divisé en n parties égales.

Pour n pair, l'intégrale de $y=f(x)$ est approximée par :

$$\int_{x_0}^{x_n} y dx = \frac{h}{3} (y_0 + 4y_1 + 2y_2 + 4y_3 + \dots + 2y_{n-2} + 4y_{n-1} + y_n) \quad \text{avec} \quad h = \frac{(x_n - x_0)}{n}$$

La borne supérieure de notre intégrale est l'∞. Numériquement, on intègre jusqu'à ce que l'intégrale converge ; elle converge d'autant plus vite que le coefficient K_e dans l'exponentielle négative est grand. Physiquement, plus extinction, soit la somme de l'absorption et de la diffusion est importante, moins les couches inférieures du manteau neigeux contribuent à l'émission. Nous avons vu que plus la fréquence est grande, plus l'absorption et surtout la diffusion sont importantes. Par conséquent, si l'on se réfère à nouveau à la figure II.5, plus l'extinction est forte, plus le signal radiométrique est représentatif de la température de surface, c'est le cas du 37 GHz ; au contraire, plus la fréquence est faible, comme pour le 19 GHz, plus les variations de la température de brillance sont atténuées et décalées par rapport à celles de la température de surface car une plus grande épaisseur de neige intervient dans le signal.

Les coefficients d'extinction semi-empiriques K_e (m^{-1}) et par suite les profondeurs de pénétration D_p (m) obtenues pour chaque fréquence et aux deux stations, ainsi que les erreurs quadratiques ϵ moyennes sont présentés dans le tableau II.3 :

$$\epsilon \text{ en K est égale à } \sqrt{\sum_{i=1}^N (TB_{\text{mod}} - TB_{\text{mes}})^2 / N}$$

Tableau II.3 : Coefficients d'extinction et profondeurs de pénétration à Dôme C et Lettau, calculés à partir des températures de brillance journalières de 1989 du SSM/I.

Station		19V GHz	22V GHz	37V GHz
Dôme C	K_e (m^{-1})	0.23	0.37	1.35
	D_p (m)	4.27	2.69	0.74
	ϵ (K)	0.05	0.75	0.99
Lettau	K_e (m^{-1})	0.97	1.84	4.28
	D_p (m)	1.03	0.54	0.23
	ϵ (K)	1.58	1.56	1.52

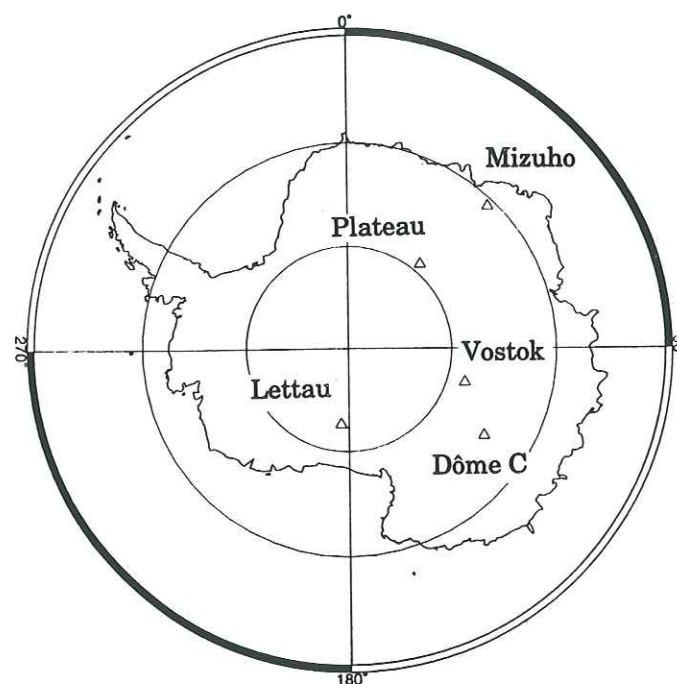


Fig.II.8 : Localisation des différentes stations.

Ces coefficients sont comparables à ceux obtenus par Rott (1989) et Van Der Ven lors de simulations du même type, ainsi que par Mätzler (1987) pour des mesures dans les Alpes.

Tableau II.4 : Profondeurs de pénétration calculées à partir des températures de brillance annuelles moyennes du SMMR, (Rott, 1989), des températures de brillance mensuelles moyennes du SMMR (Van Der Ven et Jezek, 1993) et profondeurs de pénétration mesurées en hiver dans les Alpes par Mätzler (1987) pour une neige de 350 kg/m^3 à -4°C . (Fig.II.8)

Station	18 GHz	37 GHz
Plateau (Rott, 1989)	4.0 m	0.9 m
Mizuho (Rott, 1989)	2.4 m	0.8 m
Vostok (Van Der Ven et Jezek, 1993)	2.17 m	0.28 m
Alpes (Mätzler, 1989)	5.10 m	1.10 m

Les deux sites, Dôme C et Lettau présentent des profondeurs de pénétration du signal différentes, plus petites à Lettau qu'à Dôme C. En effet, les caractéristiques et les structures de manteau neigeux sont différentes pour les deux sites. Les taux d'accumulation sont relativement faibles, et par conséquent par les manteaux neigeux très stratifiés. Cependant sur le Ross Ice Shelf, zone côtière de faible altitude, la possibilité de fonte en été entraîne la formation de lentilles et de croûtes de glace (Crary et al., 1962). Ces fortes transitions, ou interfaces, dans la stratigraphie, qui n'existent pas à Dôme C (Palais et al., 1982), augmentent les réflexions internes et par conséquent le coefficient d'extinction du milieu (Rott et al., 1993). Le modèle prend en compte de manière indirecte ces caractéristiques de stratigraphie par utilisation en chaque site de l'émissivité annuelle moyenne calculée à partir de données mesurées. De plus petites valeurs de profondeur de pénétration ont également été obtenues par Rott (1989), pour un site proche de la côte, Mizuho, comparées à celles calculées en un site sur le plateau continental, Plateau.

Les figures II.9 et II.10 présentent les températures de brillance à Dôme C et à Lettau, calculées par le modèle semi-empirique. Malgré la simplicité du modèle, l'erreur quadratique moyenne ϵ entre les températures de brillance mesurées et calculées reste faible et ceci pour une année complète. Les températures de brillance calculées reproduisent bien les variations

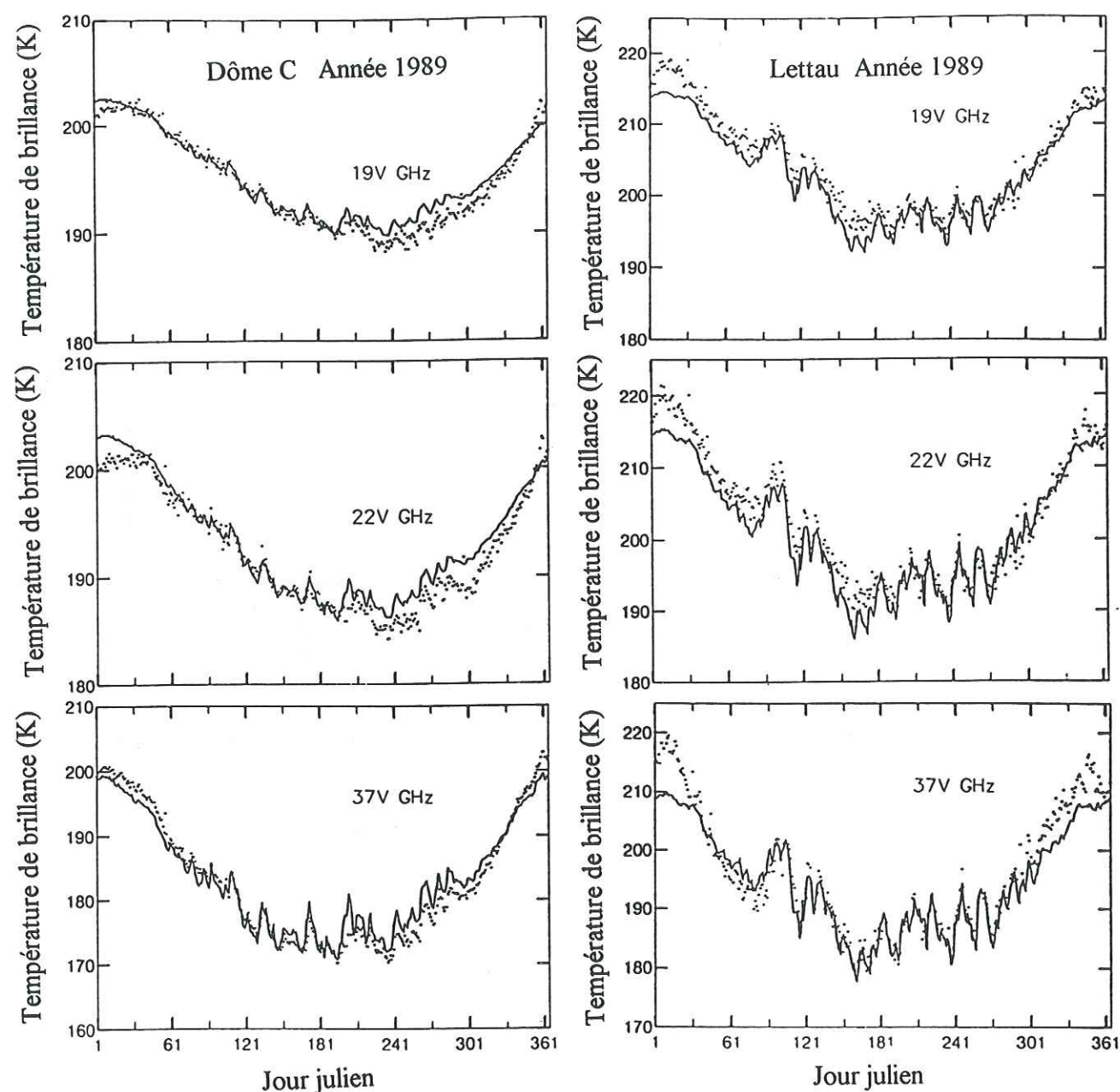


Fig.II.9 : Températures de brillance mesurées (point) et calculées (ligne) aux fréquences 19V, 22V, 37V GHz, à Dôme C, en 1989.

Fig.II.10 : Températures de brillance mesurées (point) et calculées (ligne) aux fréquences 19V, 22V, 37V GHz, à Lettau, en 1989.

de grandes amplitudes (saisonnnières) et de petites amplitudes (d'une dizaine de jours) au cours d'une année. Cependant, on peut observer par endroit des différences entre les valeurs des températures radiométriques modélisées et calculées. Plusieurs explications peuvent être avancées :

- La façon dont les températures de brillance journalières pour chaque cellule de la grille sont calculées à partir des données brutes ; on peut se demander si les données brutes issues des différentes orbites du satellite puis moyennées se répartissent bien sur une journée entière ; si ce n'était pas le cas, un biais pourrait être introduit sur les moyennes journalières ; cependant, ceci semble peu probable.

- La surestimation des températures de brillance calculées par rapport aux mesurées, à la fin de l'hiver à Dôme C, que l'on retrouve à toutes les fréquences (Fig.II.8) pourrait être due à la surestimation des températures de surface de la neige approximées par les températures de l'air mesurées par les AWS (en particulier lors des fortes variations des AWS en hiver).

- Les différences importantes à Lettau (5 à 10 K) (Fig.II.10), peuvent être attribuées pour une faible part, à la sous-estimation des températures de surface par les AWS, et pour une part plus importante aux effets de l'atmosphère (présence de nuages d'eau liquide dans les zones côtières en été qui affecte le signal mesuré par le satellite (Cf. chapitre I) ainsi qu'aux phénomènes de fonte qui peuvent avoir lieu dans ces régions en été, et qui, du fait de la présence d'eau liquide, augmentent fortement l'émissivité et donc les températures de brillance mesurées (Zwally and Fiegles, 1994).

- L'hypothèse d'une émissivité constante au cours de l'année peut être discutée. Celle-ci semble valide pour des régions comme Dôme C où l'accumulation est faible, où les caractéristiques de la neige varient peu, et où les profondeurs d'émission sont suffisamment grandes. Cependant pour des régions où de plus faibles épaisseurs de neige contribuent au signal comme à Lettau, pour les hautes fréquences qui pénètrent très peu, l'émissivité varie du fait des variations des caractéristiques des couches de neige supérieures du manteau neigeux avec les chutes de neige et les phénomènes de métamorphisme.

Une émissivité variable, par exemple saisonnière, se rapprochant plus des conditions de neige propres à chaque saison, serait plus adéquate et permettrait peut-être de réduire certains écarts au cours de l'année entre les températures de brillance simulées et mesurées. Une émissivité variant de manière sinusoïdale au cours de l'année a d'ailleurs été utilisée par (Shuman et al., in press), mais nous n'avons pas actuellement d'indication pour savoir comment faire varier l'émissivité.

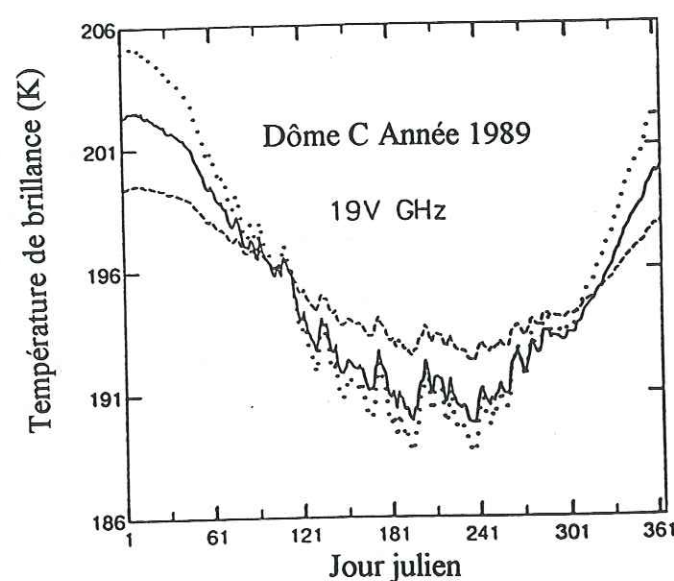


Fig.II.11 : Températures de brillance à 19V GHz calculées pour différents coefficients d'extinction, et pour une conductivité fixée; K_e est le coefficient d'extinction calculé précédemment 1.35 m^{-1} (ligne), puis augmenté de 50% (point) et diminué de 50% (tiret).

5. 4. Etude de sensibilité sur les coefficients de conductivité et d'extinction dans la neige

Dans l'équation (2), hormis l'émissivité, il y a deux paramètres essentiels, le coefficient d'extinction et le coefficient de conduction de la chaleur dans la neige. La conduction de la chaleur dans un milieu inhomogène tel que la neige est un phénomène complexe, où la circulation de l'air dans les premiers mètres du névé joue un rôle important ; dans l'équation de diffusion (4) la neige est traitée comme un milieu continu, homogène, avec un coefficient de conduction effectif obtenu à partir de mesures. De même le coefficient d'extinction semi-empirique ainsi déterminé prend en compte de manière globale les interactions entre les ondes électromagnétiques et le manteau neigeux sans connaissance préalable de la stratigraphie et de la modélisation des interactions neige-micro-ondes. Nous avons regardé l'effet de variations de ces deux coefficients sur les valeurs des températures de brillance simulées. La sensibilité des températures de brillance au coefficient de conduction et d'extinction a été regardée en augmentant et en diminuant respectivement K et K_e de 50% par rapport à leur valeur initiale. Les résultats sont donnés figure II.11 pour Dôme C, à 19 GHz. Logiquement, une augmentation de K_e entraîne une augmentation dans l'amplitude des variations des températures de brillance, une plus petite épaisseur de neige étant prise en compte, la contribution des températures proches de la surface étant alors plus forte. Au contraire, les variations sont atténuées quand K_e est diminué. Les mêmes effets sont observés aux autres fréquences, ils sont cependant plus faibles à 37 GHz car une plus petite épaisseur de neige est prise en compte. La conductivité a la même influence sur les variations des températures de brillance, mais de manière moins prononcée.

Des imprécisions sur K ou sur K_e avec l'hypothèse d'un K_e constant en profondeur et au cours de l'année, peuvent expliquer les petites différences entre les températures de brillance simulées et mesurées mais en aucun cas les larges différences observées à Lettau en été.

5. 5. Etude des différences de phase

Il est intéressant de remarquer sur la figure II.5, que globalement, les minima relatifs aux différentes températures, AWS et températures de brillance aux différentes fréquences, ne se produisent pas au même moment au cours de l'année ; de même, si la courbe des AWS paraît symétrique sur une année, ce n'est pas le cas de la température de brillance à

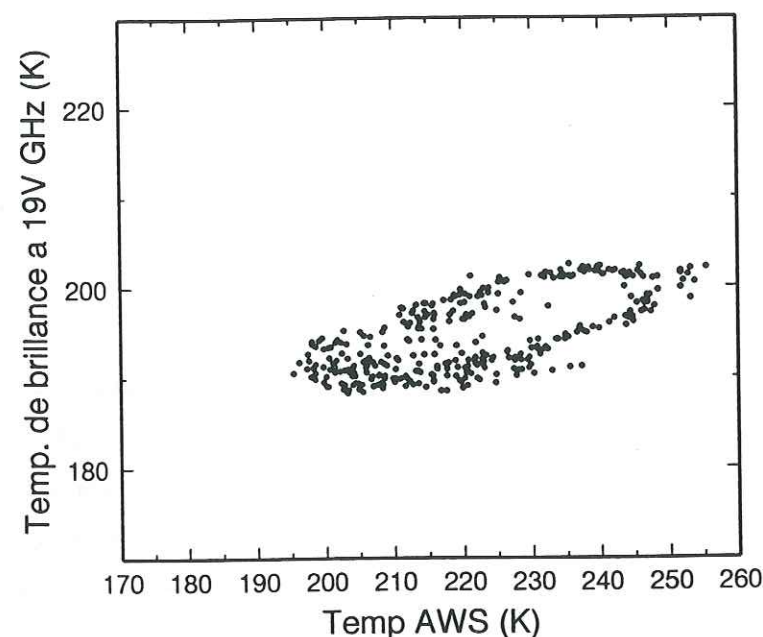


Fig.II.12 : Températures de brillance à 19V GHz en fonction des températures AWS, pour Dôme C en 1989.

19 GHz. En effet, les différences de profondeurs de pénétration entre les différentes fréquences, ainsi que le temps de propagation de l'onde de chaleur, sont à l'origine des différences de phase qui existent entre les températures de brillance et les températures AWS ainsi qu'entre les températures de brillance entre elles. Les températures AWS sont directement représentatives des variations de surface, alors que les températures radiométriques dépendent d'un profil de température, d'autant plus profond que la fréquence est petite, c'est à dire de températures de surface anciennes.

Si on trace comme sur la figure II.12, pour une année, les températures de brillance à une fréquence en fonction des températures AWS, celles-ci se répartissent sur une courbe très particulière, un cycle qui met en évidence la différence de phase entre les deux températures. Des courbes de ce type avaient déjà été observées à partir de données SSM/I sur le plateau antarctique et sur les shelves de Ronne et de Ross (Ridley, 1993) ; l'auteur a d'ailleurs reproduit ce type de courbes, à partir d'un modèle de transfert radiatif, en supposant un cycle annuel sinusoïdal pour la température de surface. Physiquement, ces différences de phases sont liées à l'extinction du signal radiométrique, et à la propagation de la chaleur dans la neige.

Nous avons essayé de trouver une expression analytique à ces différences de phase. Dans le cas d'un flux incident variant sinusoïdalement avec le temps à une fréquence angulaire ω , la solution de l'équation de diffusion de la chaleur (4) est donnée par (Rees, 1990) :

$$\begin{aligned} T(z,t) &= A \exp(i[z/z_0 - \omega t]) \exp(-z/z_0) & (6) \\ T(0,t) &= A \exp(-i\omega t) & \text{en surface} \end{aligned}$$

avec

- A constante
- $\omega = 2\pi/T$, T période
- $z_0 = (2\Gamma/\omega)^{1/2}$ la profondeur d'atténuation
- $\Gamma = K/\rho C$ la diffusivité

Il s'agit d'une onde qui décroît de manière exponentielle, avec une profondeur d'atténuation (de 1/e) égale à z_0 .

En remplaçant l'expression de $T(z,t)$ dans l'équation (2) de transfert radiatif et en intégrant, on obtient :

$$Tb = A \exp(-i\omega t) (1-R) \sec \theta_1 K_{eff} \left(\frac{1}{(1/z_0 + \sec \theta_1 K_{eff}) - i/z_0} \right)$$

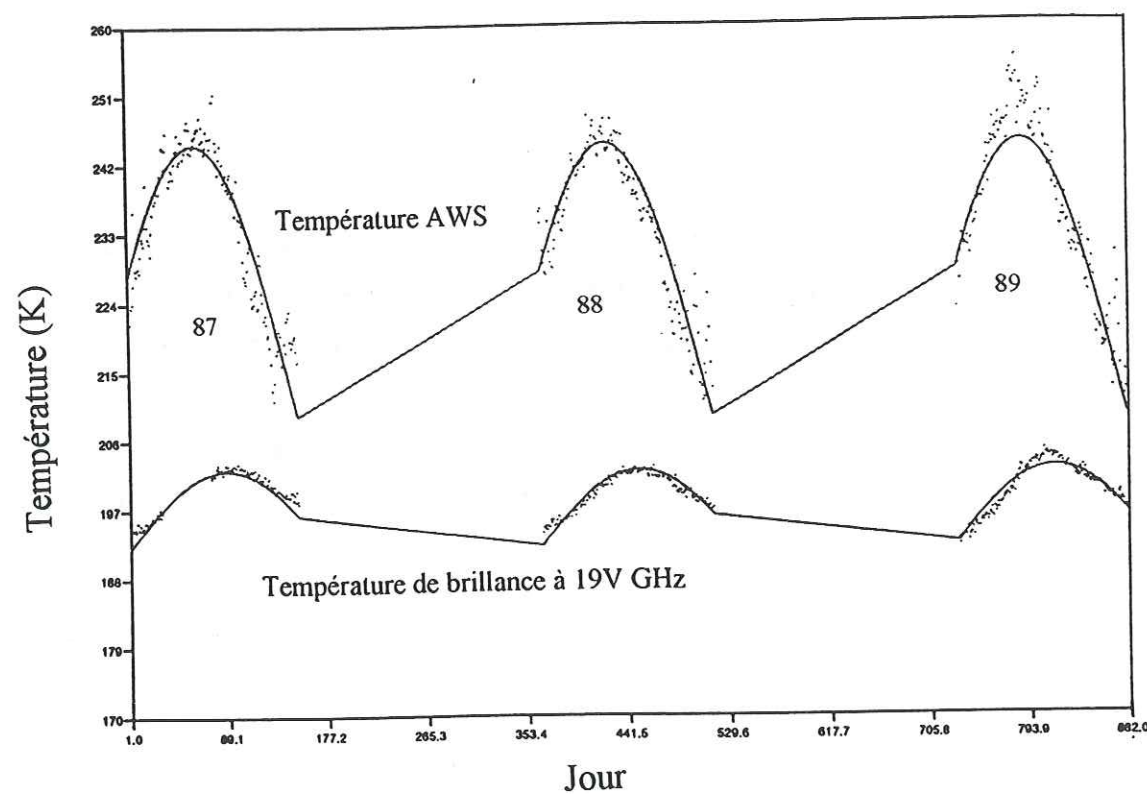


Fig. II.13 : Fonctions cosinus ajustées sur les températures AWS et les températures de brillance aux mois de Décembre, Janvier et Février des années 1987, 1988 et 1989.

Finalement la différence de phase φ entre la température AWS de surface et la température de brillance s'exprime de la façon suivante :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{(1 + z_0 \sec \theta_1 K_e)}$$

soit

$$K_e = \frac{(1 - \operatorname{tg} \varphi) \cos \theta_1}{z_0 \operatorname{tg} \varphi}$$

Les différences de phase ont été calculées à partir des données de températures AWS et de températures de brillance en été, de Novembre à Février, sur plusieurs années, car le flux solaire, et la température de surface, à cette période varient de manière à peu près sinusoïdale. Les fonctions cosinus qui se rapprochent le plus au sens des moindres carrés de nos valeurs de températures AWS et radiométriques (linéarisation du cosinus, méthode des petites variations et moindres carrés), ont été déterminées (Fig.II.13) et par suite les différences de phase entre ces fonctions. Les coefficients d'extinction ont alors été calculés pour une température de 240K à Dôme C et 260K à Lettau (moyenne des températures en été) et pour deux densités 350 et 450 kg/m³.

Station		37V GHz	22V GHz	19V GHz
Dôme C	φ / T_{aws} (jours)	15	25	27
	350 kg/m ³	0.94	0.40	0.34
	Ke (m⁻¹)			
	450 kg/m ³	0.84	0.36	0.30
	350 kg/m ³	1.06	2.50	2.94
	Dp (m)			
Lettau	450 kg/m ³	1.19	2.78	3.33
	φ / T_{aws} (jours)	~ 0	13	16
	350 kg/m ³	X	1.26	0.94
	Ke (m⁻¹)			
	450 kg/m ³	X	1.13	0.84
	350 kg/m ³	~ 0	0.80	1.06
	Dp (m)			
	450 kg/m ³	~ 0	0.89	1.18

Tableau II.5 : Coefficients d'extinction et profondeurs de pénétration déterminés à partir des différences de phase φ calculées entre les températures de brillance aux différentes fréquences et les températures AWS.

Il n'est pas toujours possible de définir une différence de phase précisément, quand les fonctions cosinus ajustées sur les températures AWS et les températures de brillance ont des périodes un peu différentes, c'est surtout le cas de Lettau à 37 GHz ; il se peut qu'à Lettau, les éventuels phénomènes de fonte qui changent l'émissivité modifient un peu le comportement sinusoïdal de la température de brillance et rendent donc plus difficile l'ajustement d'une fonction cosinus sur celles-ci. De plus, une erreur de 5 jours par exemple sur la différence de phase conduit à une erreur d'environ 40% sur les coefficients d'extinction calculés à partir de cette différence de phase. Ceci peut expliquer les différences entre les coefficients d'extinction obtenus avec cette méthode et avec le modèle de transfert radiatif. Nous notons également que le maximum du rayonnement solaire, le 21 Décembre, ne coïncide pas avec le maximum des températures de l'air (AWS) qui se situe plus tard, en Janvier. Cette méthode ne permet pas de s'affranchir des températures de surface car on ne

peut pas utiliser le rayonnement solaire directement, il faudrait définir la relation entre le rayonnement solaire et la température de l'air, puis comme nous l'avons vu précédemment entre la température de l'air et la température de surface de la neige. Il s'agit d'une étude préliminaire, qui laisse envisager la possibilité de calculer les coefficients d'extinction à partir des différences de phase entre les mesures satellitaires.

6. Calcul des températures de surface à partir des mesures satellitaires

6.1. Méthode

L'intérêt d'utiliser le modèle simple décrit ci-dessus est de pouvoir exprimer, en combinant l'équation (2) et la méthode des différences finies pour le calcul des profils de température, la température de surface du jour j en fonction de la température de brillance également du jour j et du profil de température modélisé du jour $(j-1)$.

En effet, la méthode des différences finies donne :

$$[M] \vec{T}^j = \vec{B}$$

avec comme on l'a vu en Annexe 1 :

M matrice tridiagonale (N_c, N_c)

\vec{T}^j profil de température au temps j

\vec{B} profil de température au temps $(j-1)$ et conditions aux limites imposées en surface et à 20 m.

\vec{B} peut être factorisé de la façon suivante :

$$\vec{B} = T_{\text{surf}}^j \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ T_2^{j-1} \\ \cdot \\ \cdot \\ T_{n-1}^{j-1} \\ 0 \end{pmatrix} = T_{\text{surf}}^j \vec{C} + \vec{D}$$

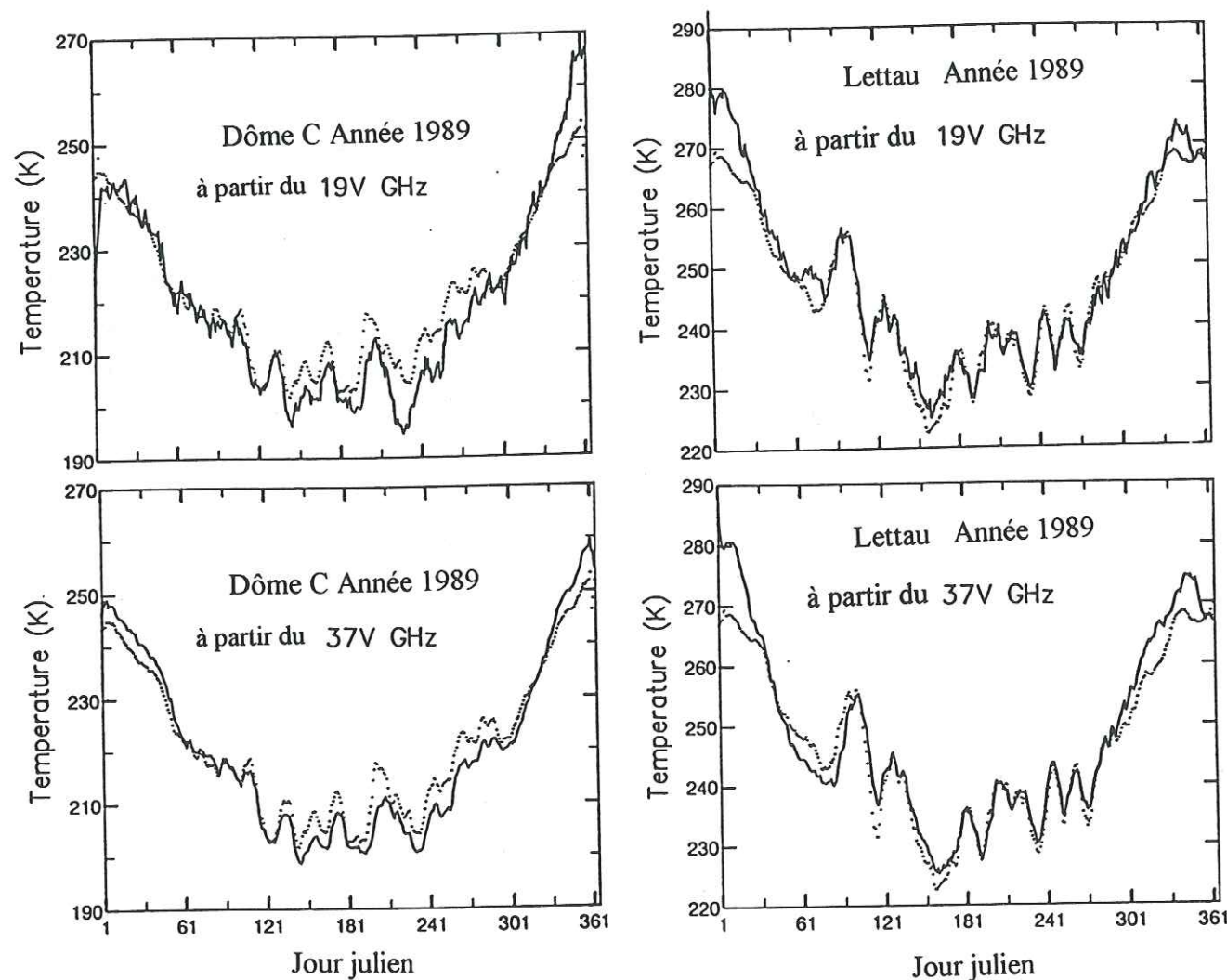


Fig.II.14 : Températures AWS (point) et températures de surface de la neige (ligne) calculées à partir des températures de brillance à 19 GHz et 37 GHz, à Dôme C, en 1989; une moyenne glissante sur 10 jours est appliquée aux mesures SSM/I avant les calculs.

Fig.II.15 : Températures AWS (point) et températures de surface de la neige (ligne) calculées à partir des températures de brillance à 19 GHz et 37 GHz, à Lettau, en 1989; une moyenne glissante sur 10 jours est appliquée aux mesures SSM/I avant les calculs.

d'où en inversant,

$$\vec{T}^j = T_{surf}^j [M]^{-1} \vec{C} + [M]^{-1} \vec{D} = T_{surf}^j \vec{T}_1 + \vec{T}_2$$

En remplaçant le profil de température dans l'équation de transfert radiatif (2), on obtient :

$$T_{surf}^j = \frac{\left(\frac{TB_{mes} \cos \theta_1}{(1-R)} - I_2 \right)}{I_1} \quad (5) \quad \text{avec} \quad I_i = \int_0^\infty K_{eff} T_i(z) \exp(-K_e \sec \theta_1 z) dz$$

$T_i(z)$ représente \vec{T}_i dans l'équation analytique, TB_{mes} la température de brillance mesurée le jour j.

Cependant la méthode nécessite de connaître un profil initial, la température annuelle moyenne pour déterminer l'émissivité annuelle moyenne $\langle e \rangle$, ainsi que le coefficient d'extinction K_e , ce qui est évidemment plus ennuyeux dans la mesure où on ne connaît pas la stratigraphie et où c'est justement celui-ci que l'on calcule dans le sens direct par la méthode des moindres carrés.

Si les problèmes d'initialisation du processus, (à partir d'itérations successives) ou de la connaissance de la température moyenne annuelle (il existe des cartes de température moyenne à 10m sur l'Antarctique) semblent possible à résoudre, le problème essentiel réside dans le fait que la méthode reste pour le moment sous-déterminée car on ne sait pas calculer K_e de manière indépendante. Dans un premier temps, pour tester la méthode, nous avons utilisé les coefficients d'extinction calculés précédemment.

6. 2. Résultats

Les calculs ont été effectués avec les températures de brillance lissées par une moyenne glissante sur 10 jours, sans pondération. C'est toujours l'année 1989 qui est étudiée, le profil initial est le dernier profil de l'année 1988. Les résultats des calculs sont présentés figures II.14 pour Dôme C et figure II.15 pour Lettau. Les températures de surface calculées à partir des températures de brillance de la neige et à partir de l'équation (5) sont celles de la

surface de la neige. Dans les figures, elles sont comparées aux températures AWS ; nous avons évoqué au paragraphe 3 les biais que cela pouvait introduire. Comme dans le modèle direct, on peut remarquer de larges erreurs à Lettau en été, avec des températures calculées supérieures à 273 °K ; si le modèle ne donne pas des résultats corrects dans le sens direct, il ne peut qu'en donner de mauvais dans le sens inverse ; cependant un point positif est que le processus itératif ne diverge pas malgré les erreurs importantes du début ; les "fausses" températures calculées au départ sont rapidement "oubliées" et ne sont plus prises en compte dans les profils de température du fait des faibles profondeurs de pénétration du signal. A Dôme C, les calculs à partir du 37 GHz donnent de meilleurs résultats que ceux à partir du 19 ou du 22 GHz : les faibles coefficients d'extinction pour ces fréquences à Dôme C, impliquent de faibles valeurs pour l'intégrale I_1 , qui intervient au dénominateur dans l'équation (5). C'est ainsi qu'une petite erreur dans la température de brillance mesurée ou dans la modélisation de la température de brillance lors du calcul de I_2 , (Cf. remarques du paragraphe 5.3 concernant les imprécisions du modèle direct) entraînent des erreurs importantes lors du calcul de la température de surface de la neige. De plus, ces erreurs se propagent plus longtemps dans la mesure où les profondeurs de pénétration du signal sont plus grandes.

6. 3. Discussion

Nous pouvons proposer quelques idées susceptibles de résoudre le problème de la détermination du coefficient d'extinction empirique de manière indépendante :

a- essayer d'établir des liens, à partir des données satellites et de terrain dont on dispose, (il existe par exemple des données de ce type au Groenland), entre les coefficients d'extinction pour chaque fréquence et les signatures spectrales. En effet, le comportement de la température de brillance en fonction de la fréquence, ou les valeurs des rapports de polarisation (PR) et les rapports de gradient en fréquence (GR), définis ci-dessous, sont représentatifs des caractéristiques de terrain (Surdyk et Fily, 1993).

$$- PR(freq) = \frac{TB_v(freq) - TB_h(freq)}{TB_v(freq) + TB_h(freq)}$$

$$- GR_p(freq_2 - freq_1) = \frac{TB_p(freq_2) - TB_p(freq_1)}{TB_p(freq_2) + TB_p(freq_1)}$$

b- exploiter la méthode des différences de phase, décrite au paragraphe 5.5.

c- étudier la possibilité de combiner différents types de capteurs, différents domaines de fréquences, de manière à lever la sous-détermination du problème. Les mesures satellitaires dans le domaine de l'infra-rouge thermique sont directement liées à la température de surface ; elles ont cependant l'inconvénient majeur d'être fortement dépendantes de l'atmosphère, des nuages et de la vapeur d'eau. Cependant, si des données infra-rouges sont disponibles en quelques jours de ciel clair, les températures de surface alors déterminées pourraient servir de points de calage, de forçage, permettant de définir un coefficient d'extinction micro-onde adéquat dans le modèle radiométrique.

7. Conclusion

L'objectif de ce travail était d'étudier le lien entre température thermodynamique et température de brillance dans le domaine des micro-ondes, ainsi que la possibilité de prendre en compte le profil de température de la neige dans un modèle simple de calcul de température de brillance.

Le modèle direct proposé basé sur le transfert radiatif, permet de retrouver assez bien les températures radiométriques mesurées, moyennant l'ajustement de coefficients d'extinction semi-empiriques. Cependant, une émissivité constante au cours de l'année est supposée ; cette hypothèse est d'autant plus valable que les conditions de neige varient peu et que les profondeurs d'émission sont grandes.

Ce modèle simple ne décrit pas, bien sûr, les interactions complexes entre les ondes électromagnétiques et les différents paramètres du manteau neigeux. Cependant il permet d'exprimer la température de surface en fonction des mesures satellitaires. Il nécessite de connaître la température moyenne annuelle, un profil initial de température dans la neige pour démarrer les calculs le premier jour de l'année dans notre cas et surtout le coefficient d'extinction pour que le calcul des températures de surface de la neige à partir des températures de brillance soit possible.

Si on veut améliorer les résultats du modèle, il faudrait :

- introduire une émissivité variable, peut-être saisonnière.
- prendre en compte les effets de l'atmosphère dans les zones côtières l'été, comme à Lettau.
- valider le modèle thermodynamique avec des mesures de profils de température

dans le manteau neigeux, et du coefficient de conductibilité thermique de la neige.

- bien entendu, de manière à rendre la méthode opérationnelle, il faudrait développer les méthodes suggérées au paragraphe 6.3, afin d'essayer de lever l'indétermination sur les coefficients d'extinction.

A ce stade, le problème reste sous-déterminé, puisque le coefficient d'extinction n'est pas connu. De plus, les températures calculées ne sont pas suffisamment précises pour être utilisées dans le cadre d'études climatologiques. Cependant la méthode reste prometteuse quant à l'utilisation des données micro-ondes pour déterminer les températures de "surface" sur la calotte Antarctique, car il faut également se rappeler que les données de terrain sont très peu nombreuses sur ce continent.

Chapitre III

PORTOS-NEIGE

Expérience de radiométrie micro-onde à partir de la télécabine de la Vallée Blanche dans le massif du Mont-Blanc

Chapitre III

PORTOS-NEIGE

**Expérience de radiométrie micro-onde
à partir de la télécabine de la Vallée Blanche
dans le massif du Mont-Blanc**

PORTOS-NEIGE

Expérience de radiométrie micro-onde à partir de la télécabine de la Vallée Blanche, dans le massif du Mont-Blanc

1. Introduction

La neige se comporte comme un milieu stratifié complexe dont il est difficile de modéliser le comportement vis à vis du rayonnement électromagnétique. Par conséquent, des mesures sont nécessaires pour étudier les mécanismes d'interaction neige/micro-ondes, sachant que les caractéristiques de la neige telles que la température, la stratification, la taille et la forme des grains, la densité, la teneur en eau liquide, les croûtes de glace, la rugosité de surface et d'interface jouent un rôle déterminant. C'est pourquoi, afin de développer des méthodes d'interprétation des données satellitaires sur les calottes polaires et afin de valider les modèles d'émissivité de la neige, il est nécessaire de prévoir des expérimentations où l'on puisse obtenir simultanément des données de télédétection et de terrain. Ce type d'expérience est plus facile à effectuer dans les Alpes qu'en Antarctique.

Un radiomètre micro-onde a été développé par le CNES. Sa résolution est trop faible pour qu'il soit utilisé sur la neige des Alpes à partir d'un avion. De plus, il est impossible de l'utiliser à moins de 15m de la surface à étudier.

Toutes ces raisons nous ont conduits à mettre au point et à réaliser l'opération PORTOS-NEIGE, qui a consisté à utiliser le radiomètre PORTOS à partir du télécabine de la Vallée Blanche dans le massif du Mont-Blanc, afin de viser un même site à plusieurs fréquences et polarisations sous plusieurs angles d'incidence ; parallèlement, des mesures des caractéristiques de la neige ont été effectuées.

2. Ensemble instrumental

2.1. La télécabine de la Vallée Blanche

Elle part de l'Aiguille du midi à 3800m d'altitude et arrive en Italie près de la pointe Helbronner. Une gare intermédiaire est située sur le rocher du Gros Rognon (Fig.III.1). L'ensemble est constitué de 12 trains de 3 cabines. Elle a été choisi pour plusieurs raisons :

- possibilité de mise à disposition hors période touristique.
- séries de petites cabines plus facilement adaptables à nos besoins.

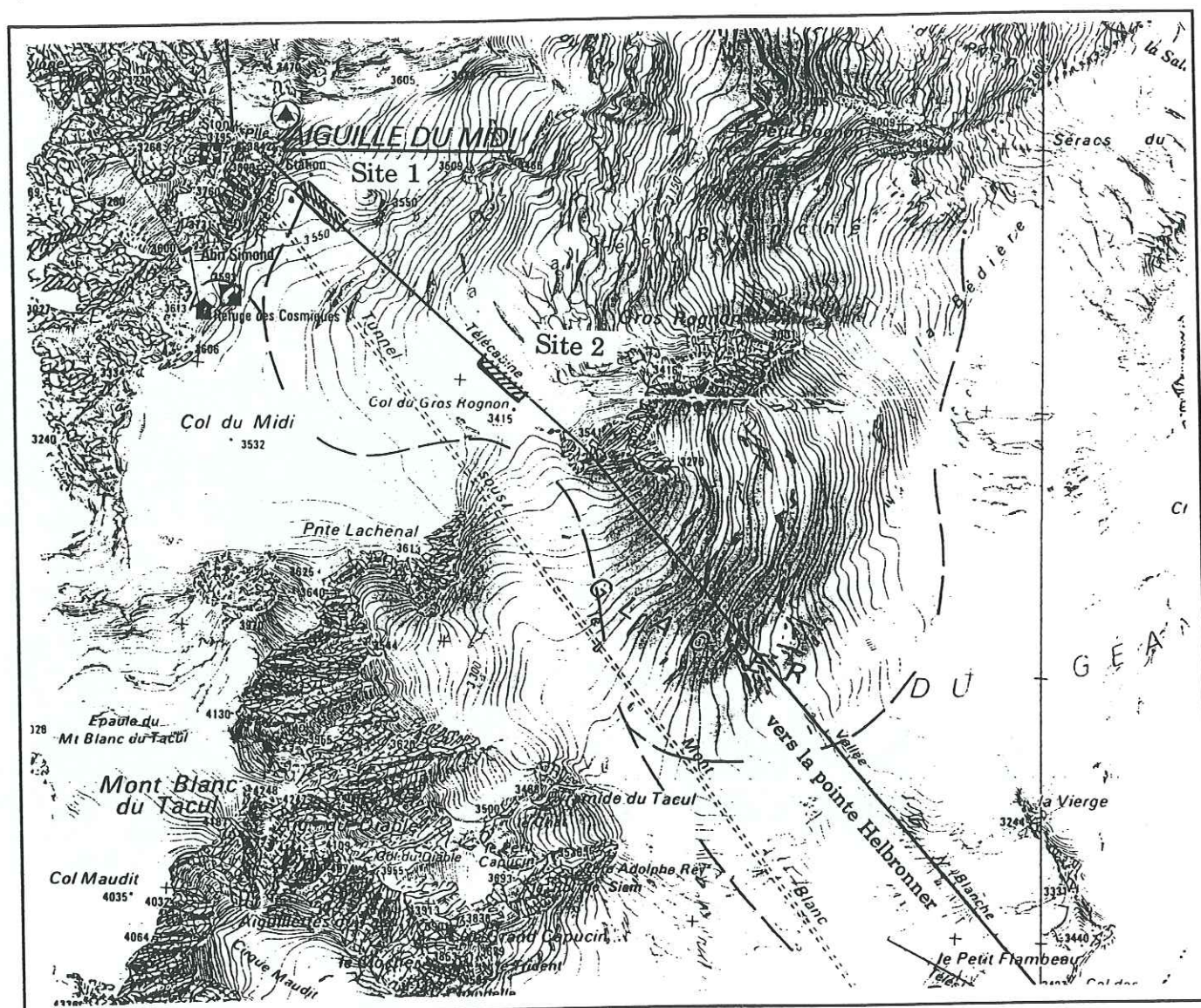


Fig.III.1 : La télécabine de la Vallée Blanche et les deux sites de mesure.
(échelle 1cm=250m)

- glacier accessible pour réaliser des mesures de terrain.
- site naturel avec un manteau neigeux épais et une couche supérieure de neige froide et sèche pendant une grande partie de l'année, comme on peut trouver en Antarctique.

La profondeur d'émission des micro-ondes peut aller de quelques centimètres à plusieurs mètres, d'où l'intérêt d'un manteau neigeux suffisamment épais, de manière à pouvoir considérer le milieu comme semi- infini dans les modèles de calcul de l'émissivité de la neige. C'est le cas pour les fréquences 23.80, 36.50, 90.00 du radiomètre PORTOS dont les profondeurs d' émission sont inférieures à 5 m; Par contre, celles des fréquences 5.05 et 10.65 GHz sont très supérieures (plusieurs dizaines de mètres pour de la neige sèche), mais les croûtes de glace et la neige humide aux environs de 10m absorbe fortement le signal.

2. 2. Le radiomètre PORTOS

Le radiomètre PORTOS a fait l'objet d'un contrat CNES pour son étude et son développement, passé auprès de MATRA MARCONI SPACE, entre 1988 et 1991.

Ce radiomètre effectue des mesures à 1.4, 5.05, 10.65, 23.8, 36.5 et 90 GHz en polarisation verticale et horizontale ; il fonctionne sur le principe de Dicke. La partie antenne est mobile afin de pouvoir faire varier l'angle d'incidence de la mesure, avec une précision de pointage de 1 ° (Fig. III.2). Les polarisations H et V sont mesurées simultanément pour les fréquences 5.05, 10.65 et 90.00 GHz. Aux fréquences 23.80 et 36.50 GHz une seule polarisation est mesurée, le changement de polarisation se fait par simple commutation.

Tableau III.1 : Principales caractéristiques du radiomètre PORTOS (Grosjean et Sand, 1994)

Fréquence (GHz)	5.05	10.65	23.80	36.50	90.00
Longueur d'onde (cm)	5.94	2.82	1.26	0.82	0.33
Largeur de bande (MHz)	± 50	± 50	± 200	± 200	±500
Polarisation	H et V	H et V	H ou V	H ou V	H et V
Ouverture à -3 dB	12.3 °	13.0 °	10.3 °	9.6 °	11.3 °
Ouverture à -20 dB	29.0°	39.2 °	31.8 °	31.5 °	32.8 °
Efficacité de faisceau à - 20 dB	80 %	96 %	97 %	97 %	98 %
Pourcentage d'énergie en polarisation croisée	5.0 %	4.0 %	1.6 %	0.7 %	0.3 %

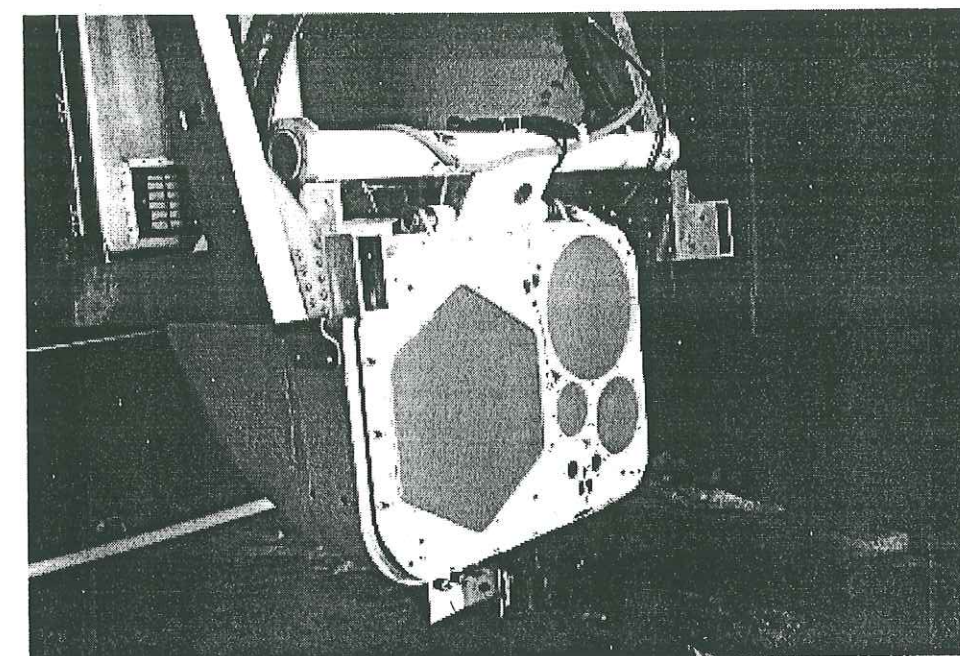


Fig.III.2 : La face antenne du radiomètre PORTOS (photo Joël Lemorton)

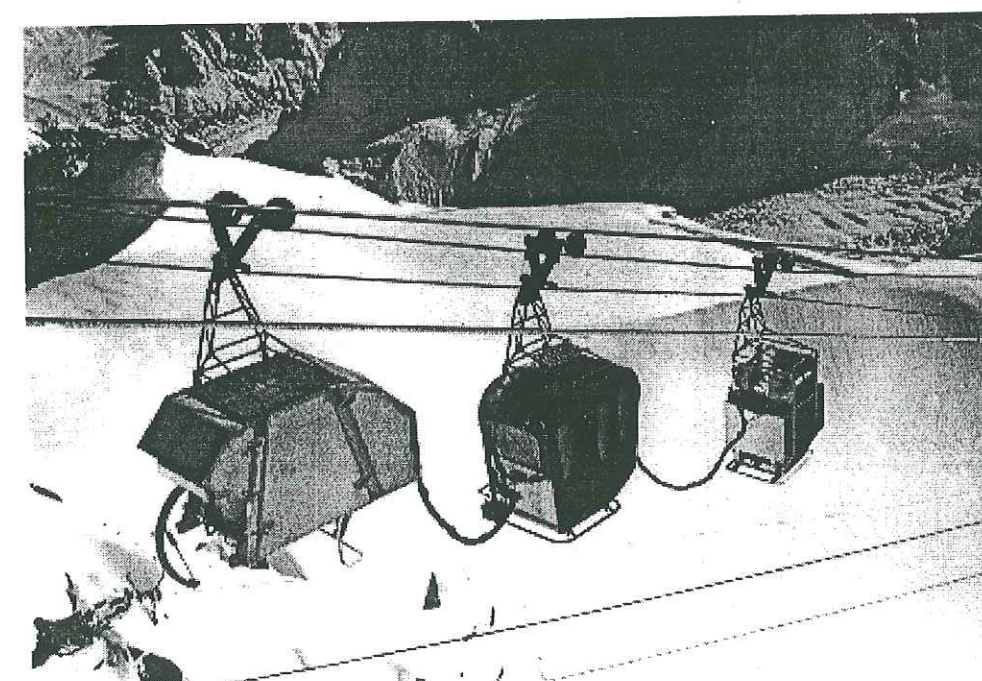


Fig. III.3 : De droite à gauche, la cabine énergie, la cabine opérateur et la cabine instrument avec le radiomètre PORTOS (photo Joël Lemorton)

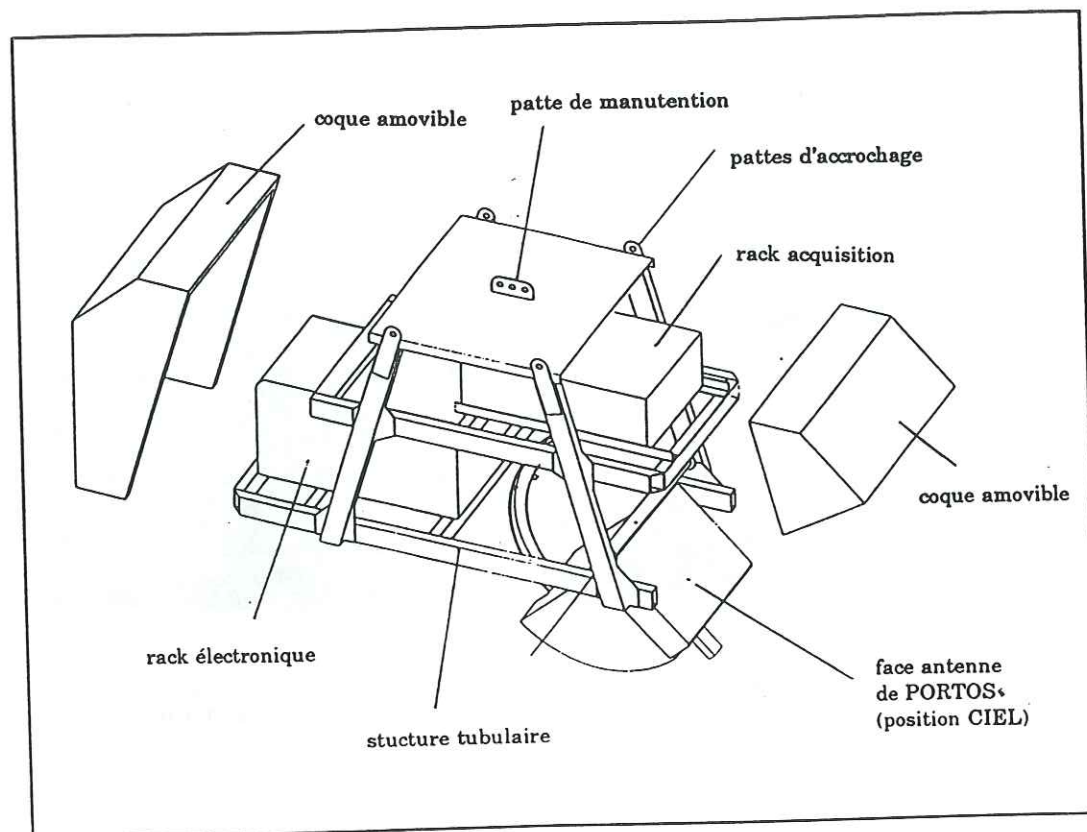


Fig.III.4 : La cabine instrument.

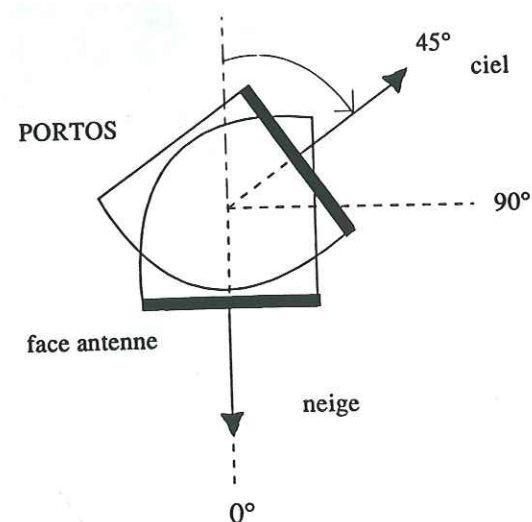


Fig.III.5 : Débattement angulaire de PORTOS du nadir à 45° au dessus de l' horizontale.

2. 3. Le train de cabines

Un train de 3 cabines a été utilisé pour cette expérimentation (Fig.III.3).

► La cabine instrument (Fig.III.4)

Cette cabine a été conçue de manière à intégrer PORTOS et à respecter les gabarits imposés par le télécabine. Elle comporte les antennes et les coffrets d'électronique. Grâce au dispositif ainsi réalisé, le bloc antenne a un débattement angulaire d'environ 135°, permettant des visées de la neige à tous les angles d'incidence et du ciel à plusieurs angles d'incidence de 45° à 90°, c'est à dire l'horizontale (Fig. III.5). La visée du site depuis la cabine opérateur se fait par l'intermédiaire d'une caméra vidéo fixée au radiomètre et d'un écran de contrôle.

► La cabine opérateur.

Il s'agit d'une cabine prêtée par la société de téléphérique et adaptée de manière à installer à l'intérieur une partie de l'instrumentation. A bord de cette cabine deux opérateurs pilotent les phases d'acquisitions des mesures PORTOS, les changements d'incidence, de polarisation, le contrôle de la visée du site de mesure.

► La cabine énergie.

Cette cabine a été fabriquée pour contenir le groupe électrogène d'une puissance de 5kVA alimentant l'ensemble des instruments utilisés.

3. Campagnes de mesures

Deux expérimentations ont eu lieu, sur deux sites différents (Fig.III.1) :

- en Octobre 93 sur le site 1. L'ensemble des opérations a été fortement bouleversé par les très mauvaises conditions météorologiques. Ces conditions ont limité les mesures de terrain pour des raisons de sécurité ainsi que le fonctionnement du télécabine (givrage des câbles, vent fort). Seule une journée de mesures le 09-10-93 a été possible, avec, le matin, des mesures de terrain par une équipe réduite amenée par hélicoptère, obligée de repartir vers midi à cause du vent très fort, et avec, l'après-midi des mesures radiométriques. La première série de mesures PORTOS semble peu fiable car le radiomètre n'était pas à sa température de fonctionnement (trop froid).

Une topographie réduite du site a été effectuée le 11-10-94 ; les mesures PORTOS n'ont pu

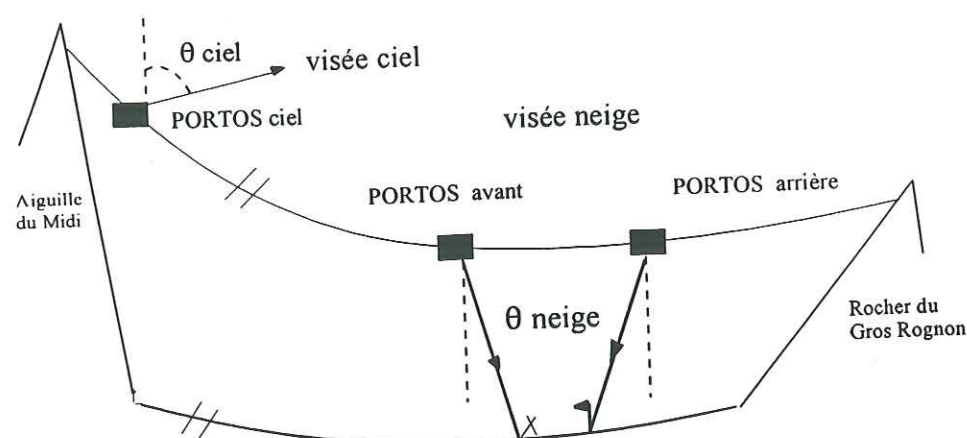


Fig.III.6 : Configuration de mesure neige, en visée PORTOS avant et PORTOS arrière sur le site 2 et configuration de mesure ciel près de la gare.

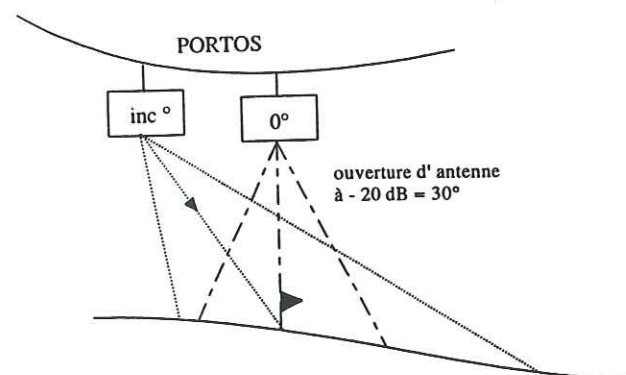


Fig.III.7 : PORTOS est déplacé sur le cable de manière à viser le même site à plusieurs angles d'incidence.

avoir lieu, toujours à cause d'un vent de foehn très fort en altitude.

- en Janvier 94 sur le site 2 plus grand que le site 1, avec de meilleures conditions météorologiques. Cependant, pendant toute la période choisie, nous n'avons eu que deux jours de beau temps, le 13 et le 15 Janvier, ce qui nous a, une fois de plus, obligés à réduire le programme de mesures initialement prévu. Plusieurs séries de mesures radiométriques ainsi que la caractérisation du manteau neigeux ont pu être réalisées.

4. Mesures radiométriques

4.1. Mesures de la température de brillance de la neige

Deux configurations de mesures étaient possibles (Fig.III.6) :

- le radiomètre PORTOS sort de la gare en tête du train de cabines. Le radiomètre regarde vers la gare intermédiaire située sur le rocher du Gros Rognon. C'est la configuration que l'on appelle par la suite "ngr" dans les fichiers informatiques ou "PORTOS avant".

- le radiomètre sort cette fois de la gare en dernier. Le radiomètre regarde l'Aiguille du Midi. C'est la configuration que l'on nomme "nga" ou "PORTOS arrière".

Nous voulons connaître le comportement du signal radiométrique en fonction de l'angle d'incidence pour toutes les fréquences. C'est pourquoi, nous visons toujours le même site à plusieurs angles d'incidence, ceci en déplaçant la télécabine (Fig.III.7). Les taches au sol observées par le radiomètre sont d'autant plus grandes que l'incidence de la visée est grande (tableau III.2), d'où le choix d'un site suffisamment grand, homogène et plat comme le site 2 du mois de Janvier.

i	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	65°
grand axe (m)	54	55	61	73	96	144	273	448
petit axe (m)	54	54	58	63	74	93	138	191

Tableau III.2 : Dimensions des taches au sol vues par le radiomètre PORTOS à différents angles de visée, pour une hauteur de cabine d'environ 100 m. Si le sol est plat, ce sont des ellipses.

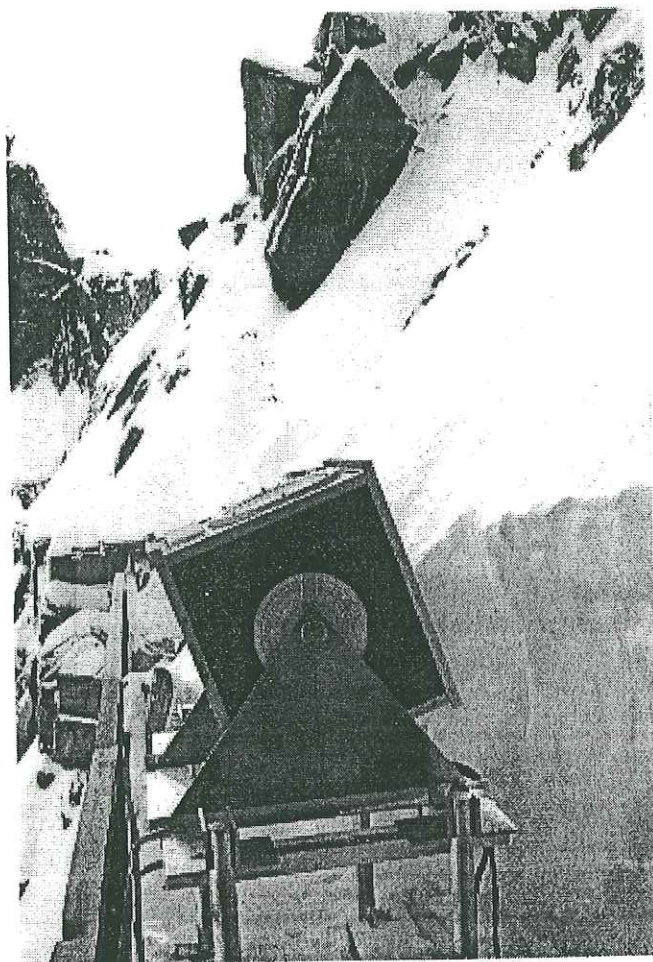


Fig.III.8 : Le radiomètre DERMO situé sur une petite terrasse contre la paroi rocheuse (photo Joël Lemorton).

Principales caractéristiques du radiomètre DERMO.

Fréquence (GHz)	35.00
Longueur d'onde (cm)	0.86
Largeur de bande (MHz)	± 450
Polarisation	H ou V
Ouverture à -3 dB	1.8 °
Ouverture à -20 dB	4.6°
Efficacité de faisceau à -20 dB	89 %
Pourcentage d'énergie en polarisation croisée	0 / 0

La visée du site se fait par l'intermédiaire d'une caméra vidéo fixée sur le radiomètre. En Janvier 94, deux repères, un fanion et deux balises en croix, correspondant aux centres des taches au sol, en visée "PORTOS avant" et "PORTOS arrière", ont été placés sur le site de mesure. Les deux sites sont relativement homogènes et les deux configurations devraient donner des résultats similaires. De plus, ils ne présentent pas de rugosité de surface importante.

Les mesures radiométriques neige comprennent :

- des visées du site

Ce sont des séries de mesures aux fréquences de PORTOS, aux deux polarisations, sous différentes incidences de 0° à 65° par pas de 5° et sous les deux configurations PORTOS avant et arrière.

- des profils

De manière à connaître la variabilité du site, des profils de tout le domaine, de la gare de départ à la gare intermédiaire ont été effectués avec :

- visée au nadir
- visée à 50°
- visées à 65° et 60° sur de petites portions

4. 2. Mesures de la température de brillance du ciel

Afin de déterminer la composante atmosphérique et de disposer de points d'étalonnage froids, des mesures du ciel ont été effectuées :

- avec le radiomètre PORTOS.

Grâce au dispositif expérimental, des mesures ciel aux incidences de 43° à 75° par rapport à la verticale ont été réalisées (plusieurs séries de mesures par jour). Ces mesures effectuées près de la gare de l'Aiguille du midi (Fig.III.6) sont possibles car la gare est à une altitude plus élevée que la zone environnante.

- avec le radiomètre que l'on appellera DERMO, du CERT- ONERA.

Ce radiomètre était situé sur une petite terrasse près de la gare du télécabine, contre la paroi rocheuse (Fig.III.8). Ce sont des mesures de la température radiométrique du ciel à 35 GHz pour différents angles, du nadir à 90°.

Nous reviendrons au chapitre suivant sur l'utilisation des données ciel dans l'étalonnage.

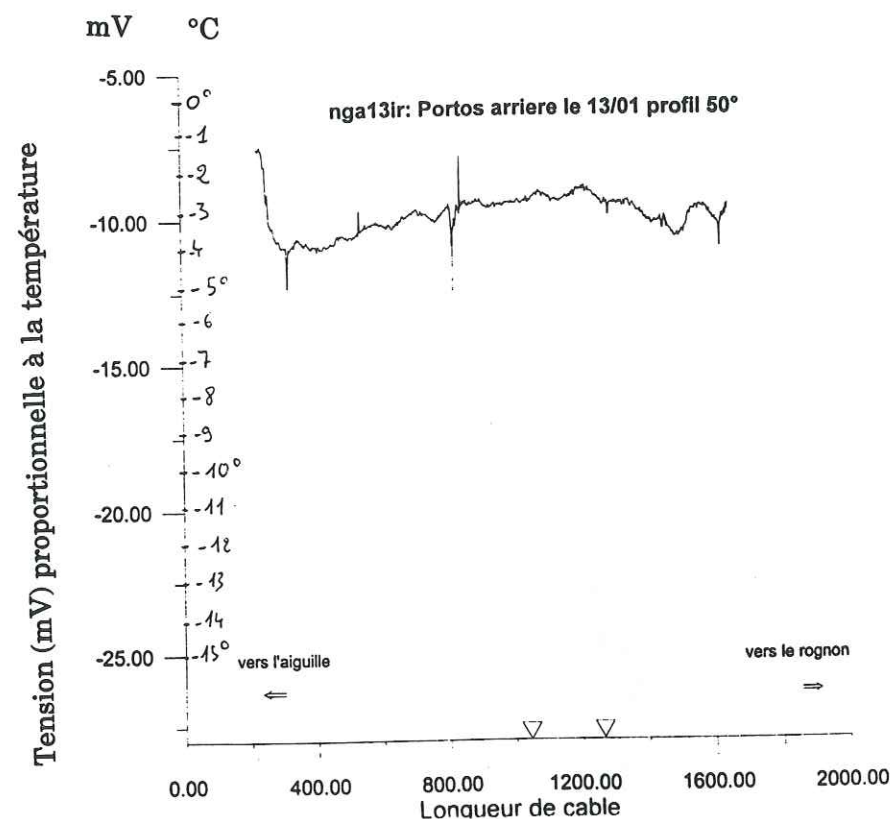


Fig.III.9 : Profil de température radiométrique Infra-Rouge. Les mesures correspondant au site 2 se trouvent sur la courbe entre les deux triangles.

4. 3. Mesure de la température de surface avec un radiomètre IR

Un radiomètre Infra-rouge thermique, prêté par l'INRA, fixé à PORTOS a permis, en Janvier, d'enregistrer la température de surface en continu. Ce thermomètre IR a été étalonné par la suite en chambre froide. Malheureusement les températures de surface calculées avec cet étalonnage sont toujours supérieures d'environ 8° par rapport à celles mesurées sur le terrain. Cela peut être dû à la température différente de la lentille près de PORTOS. On a cependant ainsi pu vérifier que les températures de surface étaient homogènes sur le site de mesure (Fig.III.9)

4. 4. Etalonnages

Les étalonnages ont eu lieu en gare de l'Aiguille du Midi, dans les mêmes conditions de fonctionnement, c'est à dire avec le groupe électrogène. Le chapitre IV est consacré aux différents types d'étalonnage.

5. Mesures des caractéristiques de terrain

5. 1. Le manteau neigeux et les processus de métamorphisme de la neige sèche

Il existe différents types de neige fraîche selon les conditions de croissance que les cristaux ont rencontrés lors de leur formation dans les nuages. Les chutes de neige qui se produisent se déposent les unes sur les autres. Cet empilement de couches constitue le manteau neigeux. Ces cristaux vont alors évoluer sous l'effet des conditions météorologiques, c'est ce que l'on appelle les métamorphoses des grains de neige. Ils subissent également des actions mécaniques, ce sont celle du vent et celle du poids des couches supérieures (densification), qui conduisent à la destruction des cristaux. Ils vont également se transformer par action thermodynamique. Il existe deux processus de métamorphisme thermodynamique pour la neige sèche :

- effet de courbure des cristaux

Les plus fortes courbures (convexité) sont le siège d'une sublimation au profit des plus faibles courbures qui deviennent des points de condensation. Ce processus tend à arrondir les cristaux. Il est surtout sensible sur les cristaux de neige fraîche en raison des nombreuses combinaisons de surfaces convexes et concaves qu'ils présentent.

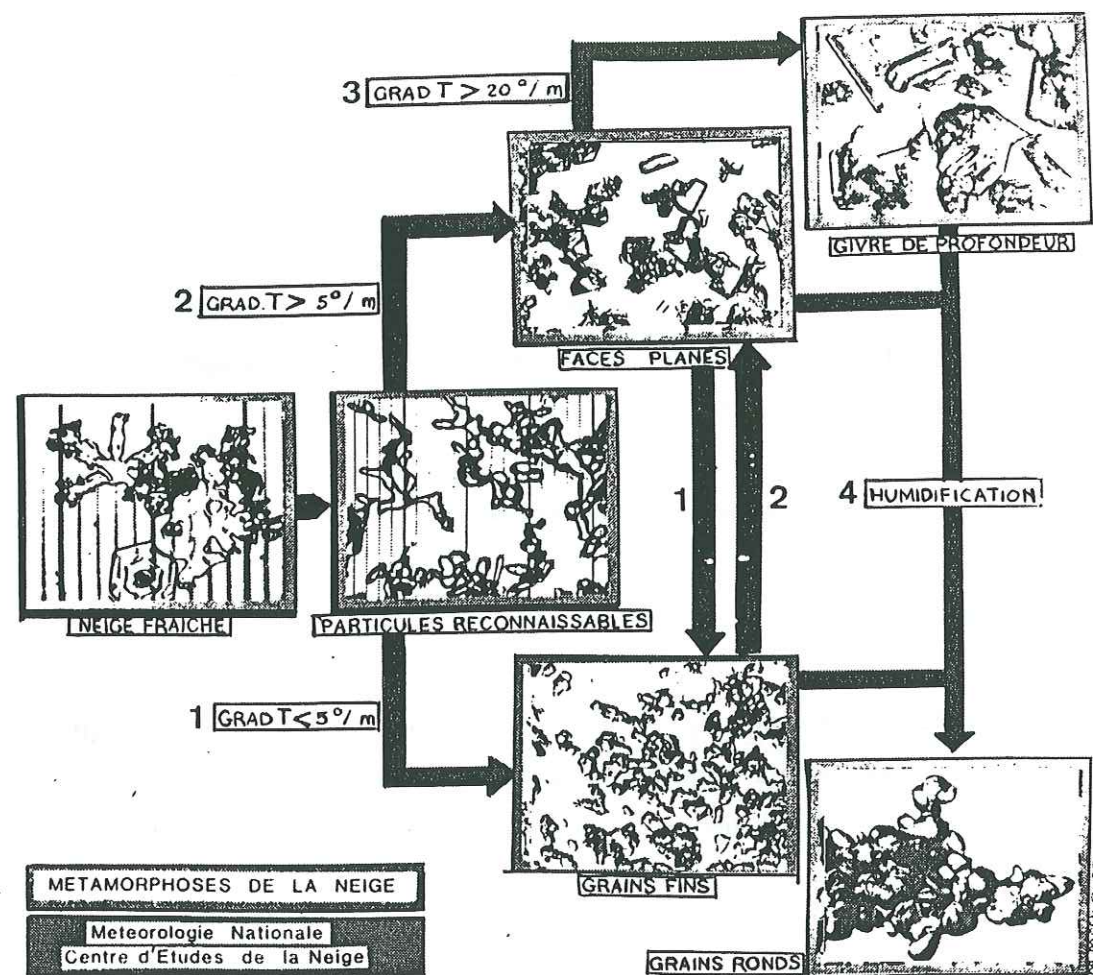


Fig. III.10 : Les processus de métamorphisme de la neige.

- effet de gradient de température

Le gradient de température est le résultat des propriétés isolantes de la neige. L'effet de gradient résulte en un transfert de vapeur des parties chaudes vers les froides. Ce processus tend à rendre les cristaux anguleux. Dans le cas d'un gradient fort, les échanges se font entre deux grains superposés : la partie supérieure du grain le plus chaud, celui du bas, se sublime, la partie inférieure du grain le plus froid, celui du haut, devient le siège d'un givrage qui se dépose sous forme de "gradins". Ce phénomène conduit à la formation de gobelets, de forme pyramidale creuse.

Les effets de rayons de courbure et de gradient de température sont antagonistes ; la prépondérance de l'un par rapport à l'autre détermine le type de grain résultant de la métamorphose de la neige sèche (Fig.III.10).

L'ensemble de ces informations sont issues de "La neige, formation et évolution", E. Pahaut et C. Sergent (Météo France).

5. 2. Les techniques de caractérisation du manteau neigeux utilisées lors de l'expérimentation PORTOS.

5. 2. 1. Stratigraphie in situ

Elle consiste en la caractérisation des différentes strates du manteau neigeux. Plusieurs paramètres sont mesurés :

- l'épaisseur.
- la densité, un volume déterminé de neige est prélevé avec un petit carottier cylindrique puis pesé avec un peson.
- la température.
- le diamètre et la forme des grains, déterminés à l'aide d'une loupe et d'une grille régulière sur laquelle sont disposés les cristaux.
- la dureté.
- la teneur en eau liquide (TEL) dans le cas de neige humide. Cette mesure était prévue mais n'a pas été réalisée car, dans les puits, la température de la neige était négative, la TEL étant alors égale à 0%.

5. 2. 2. Prélèvement d'échantillons sur le terrain pour analyse en laboratoire

Deux types d'échantillons de neige ont été prélevés :

- échantillons dans l'iso-octane :

Cette technique a été mise au point par le Centre d'étude de la neige. Des cristaux de neige sont prélevés dans chaque strate du manteau neigeux et, afin de les prévenir de tout métamorphisme, ils sont stockés dans des flacons remplis d'iso-octane, liquide à 0 °C. Une fois en chambre froide, des images vidéo des grains, une cinquantaine de grains par échantillon, sont saisies sous microscope afin d'être analysées par traitement d'image (Brun et Pahaut, 1991). Cette technique a l'avantage d'être très pratique, en particulier sur le terrain, cependant elle permet de caractériser uniquement des grains de neige isolés et détruit la structure de la neige.

- échantillons imprégnés dans de l'acide phtalique

Cette méthode permet de conserver la structure de la neige. La technique de prélèvement est délicate car elle ne doit pas endommager la structure : des blocs de neige sont prélevés dans le puits, soit en enfonçant un carottier, soit en les découpant à la scie si la densité de la neige le permet. Une fois en chambre froide à une température entre -5° et -10° C, de manière à fixer la structure de la neige, les échantillons sont imprégnés avec de l'acide phtalique coloré liquide qui prend la place de l'air dans l'échantillon. Ils sont ensuite congelés à une température de -30°C. Une fois solidifiés, ils peuvent alors être remontés en température jusqu'à -7°C sans problème (eutectique). Des sections d'échantillons peuvent alors être découpées, préparées au microtome puis photographiées sous microscope, sous un éclairage approprié ; les photographies sont ensuite digitalisées pour être analysées par des logiciels de traitement d'image. Cette technique est détaillée dans (Good, 1987).

Les échantillons de structure prélevés sur le terrain mesuraient environ 8cm x 8cm x 20 cm. Ils ont été imprégnés en chambre froide à Chamonix. Des sections de 4 cm x 4 cm découpées selon l'axe vertical ou l'axe horizontal ont été digitalisées au Snow and Avalanche Institute à Davos, en Suisse. Sur les images en niveaux de gris de (512 x 512) pixels, la glace apparaît noire et l'acide (qui a remplacé l'air) gris. Un seuillage adéquat est appliqué aux images de manière à les transformer en images binaires. Il est ajusté de façon à ce que la densité calculée par le rapport de la surface de glace sur la surface d'air, corresponde à la densité mesurée dans le puits à la même profondeur. C'est à partir de ces images binaires que les différents paramètres caractérisant la neige sont calculés.

5. 2. 3. Détermination de la taille des grains et de la structure de la neige

Il est difficile de définir la taille d'un grain de neige de façon unique, car il est rarement rond et a plutôt des formes géométriques plus ou moins complexes. Sur le terrain, la taille des grains est définie par le diamètre du grain, en fait la plus grande longueur caractérisant le grain, déterminée à l'oeil à l'aide d'une loupe et d'une grille régulière sur laquelle quelques grains sont étalés. De manière plus précise et objective, l'analyse par des systèmes de traitement d'image de grains isolés et de structure permet de déterminer un grand nombre de paramètres caractérisant la géométrie et la taille des grains de neige de l'échantillon, tels que la surface des grains de glace, leur périmètre, leur diamètre minimal et maximal, leur facteur de forme, l'histogramme des tailles de grains....etc.

Cependant, seules les images de structure permettent d'accéder à deux paramètres qui semblent très appropriés pour modéliser l'interaction de la neige avec les micro-ondes, ce sont la fonction d'autocorrélation de la neige et la longueur de corrélation associée. La fonction d'autocorrélation de la neige traduit la probabilité de changer de constituants, air ou glace, à partir d'un point quelconque. Dans le modèle d'émissivité de la neige de Stogryn décrit au chapitre V, la neige est considérée comme isotrope, sa fonction d'autocorrélation est supposée de forme exponentielle (milieu isotrope à deux composantes, (Debye et al., 1957) et à symétrie sphérique. La longueur d'autocorrélation pour une fonction d'autocorrélation exponentielle est la longueur au bout de laquelle, quand on se déplace dans l'échantillon, la fonction d'autocorrélation est divisée par e. Comme on le verra au chapitre V elle constitue un des paramètres d'entrée du modèle d'émissivité de la neige de Stogryn.

Les "tailles" de grain.

Le Centre d'Etude de la Neige caractérise l'échantillon par son rayon convexe moyen. A partir des images vidéo obtenues sur les cristaux isolés, la convexité de petites portions successives de la frontière grain-extérieur est calculée. Le rayon convexe moyen d'un échantillon est la valeur moyenne de l'inverse de ces convexités.

Au laboratoire, à partir des grains de glace de chaque image de structure binaire, différents paramètres de taille moyens sont calculés, (travail de Michel Gay dans le cadre de sa thèse).

Ce sont :

- la dimension moyenne des grains définie par $(D_{\max} + D_{\min})/2$, D_{\max} et D_{\min} étant la moyenne des longueurs et largeurs déterminées à partir des rectangles encadrant les grains.
- le rayon du disque de surface équivalente, à partir de la surface moyenne des grains

$$S ; \text{ il est égal à } \sqrt{\frac{S}{\pi}} .$$

- le facteur de forme moyen ; le facteur de forme est défini par $\frac{(\text{périmètre du grain})^2}{4\pi(\text{surface du grain})}$; il est égal à 1 pour une sphère.

Parmi les échantillons collectés dans le puits, seules six images à différentes profondeurs ont pu, pour le moment, être exploitées. Les différents paramètres calculés sont donnés dans le tableau III.3 ci-dessous :

Tableau III.3 : Paramètres déterminés à partir des images de structure binarisées, à différentes profondeurs.

Echantillon	V2	V3	V4	V5	V6	V12
Profondeur (m) / puits 13-01-94	0.15	0.28	1.07	2.5	3.6	4.45
Mv mesurée (kg/m ³)	220	190	220	350	410	460
Mv calculée (kg/m ³)	215	189	212	355	420	464
Facteur de forme	2.69	2.64	2.63	2.11	2.06	1.9
(Dmin+Dmax)/2 (mm)	0.24	0.26	0.281	0.31	0.38	0.51
(racine S/π)*2 (mm)	0.24	0.26	0.27	0.32	0.39	0.54
Diamètre convexe (mm)	0.22	0.22	0.30	0.36	0.36	0.52
long. corr. en x (mm)	0.092	0.104	0.132	0.104	0.102	0.129
long. corr. en z (mm)	0.057	0.066	0.047	0.074	0.090	0.099
lon. corr. Stogryn (mm)	0.112	0.116	0.154	0.147	0.130	0.173

On peut remarquer que les trois paramètres de taille, diamètre moyen, rayon équivalent et

rayon convexe moyen calculé par le CEN, ont des valeurs équivalentes.

Les longueurs de corrélation.

La longueur de corrélation peut être décrite de manière analytique à partir de la densité et du diamètre des grains (d) (Stogryn, 1986) ; si l'on fait l'hypothèse de grains sphériques, l'expression proposée par Stogryn s'écrit :

$$l_c = \frac{2}{3} d (1 - f_r) \text{ avec } f_r = \text{fraction de glace} = \frac{\text{densité}}{0.92}$$

Elle peut également être directement déterminée à partir des images digitalisées des échantillons de neige. Ce sont les images correspondant aux sections verticales des échantillons qui ont été analysées. La méthode utilisée par Michel Gay est la suivante (Vallese et Kong, 1981) : une image de référence de taille ($N_{rx} \times N_{ry}$) soit (256 x 256 pixels) est sélectionnée dans l'image totale de taille (512 x 512) pixels. Le calcul de l'autocorrélation est réalisé à partir de cette image de référence, déplacée dans l'image entière, dans deux directions, horizontale (x), soit parallèlement aux strates du manteau neigeux et verticale (z), selon la profondeur. La définition normalisée de la fonction d'autocovariance (fonction d'autocorrélation centrée) a été utilisée :

$$C(x,y) = \frac{\sum_{j=1}^{N_{ry}} \sum_{i=1}^{N_{rx}} [R(i,j) - \langle R \rangle] [R(i+x,j+y) - \langle R \rangle]}{N_{ry} N_{rx} \sigma_R^2}$$

Avec , comme définition de la moyenne et de la variance :

$$\langle R \rangle = \frac{1}{N_{ry} N_{rx}} \sum_{j=1}^{N_{ry}} \sum_{i=1}^{N_{rx}} R(i,j)$$

$$\sigma_R^2 = \frac{1}{N_{ry} N_{rx}} \sum_{j=1}^{N_{ry}} \sum_{i=1}^{N_{rx}} [R(i,j) - \langle R \rangle]^2$$

La fonction exponentielle ajustée sur les quatre premiers points de calcul est déterminée ; l'inverse du coefficient de l'exponentielle négative est égal à la longueur de corrélation.

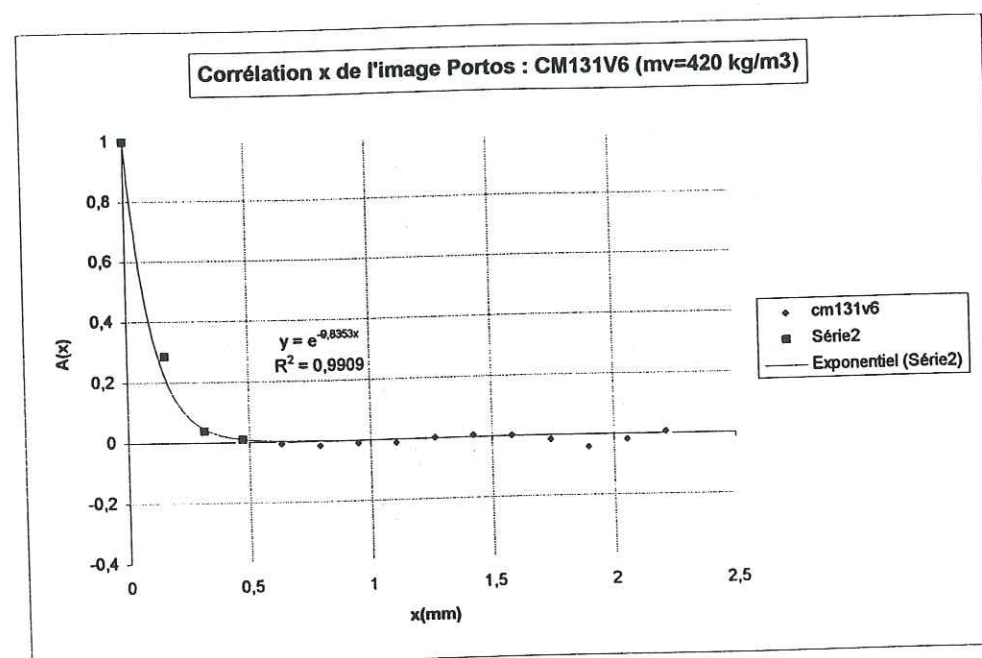
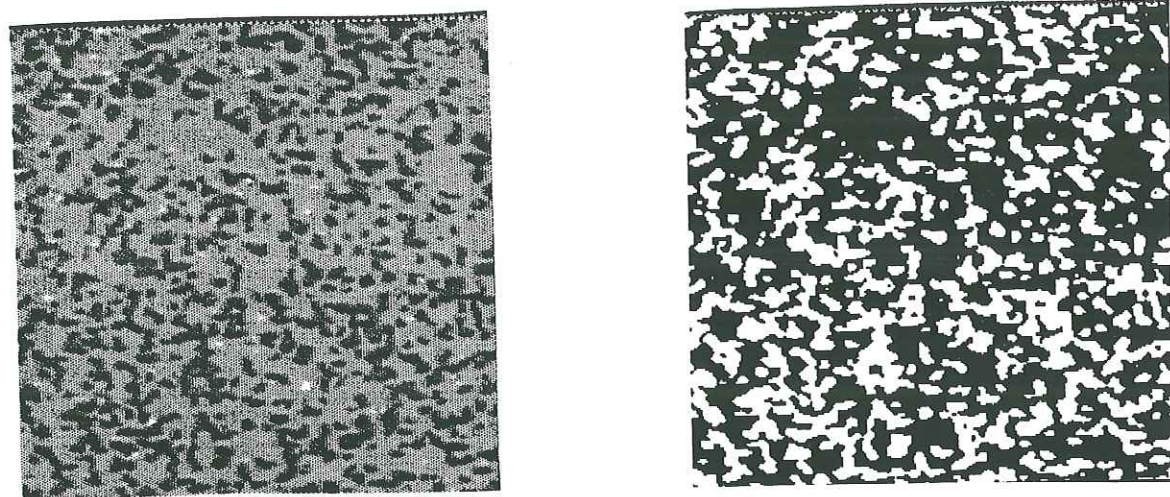


Fig. III.11 : Un exemple d'image de structure correspondant à 1 cm de la coupe verticale de l'échantillon (V6), en niveaux de gris (à gauche) puis binarisée (à droite), la neige apparaît en blanc, l'acide phthalique en noir. Dessous, la fonction d'autocovariance correspondante, calculée suivant l'horizontale.

Une image binaire avec la fonction d'autocovariance correspondante sont présentées figure III.11. Les longueurs de corrélations sont données dans le tableau III.3.

On peut faire plusieurs remarques :

- Une exponentielle décroissante peut être ajustée sur les premiers points de calcul de la fonction d'autocorrélation.

- Les longueurs de corrélation en x et en z sont différentes, elles sont supérieures selon l'horizontale, ce qui indique le caractère non isotrope de la structure, la température de brillance étant sensible à ce paramètre.

- Les longueurs de corrélation calculées avec la formule de Stogryn et les rayons convexes moyens ne sont pas égales à celles calculées directement sur les images, elles sont dans tous les cas supérieures.

La précision des résultats dépend de la qualité de l'imprégnation et de la prise d'image, du choix du seuil pour rendre les images binaire. Pour l'instant, en première approximation, M. Gay a ajusté ce seuil de manière à ce que le rapport (surface de glace/ surface totale) sur l'image à deux dimensions soit égal à la densité mesurée dans le puits, en faisant l'hypothèse d'une strate homogène et isotrope; mais à la vue des premiers calculs sur les longueurs de corrélation, il semble que le passage de deux dimensions à trois dimensions soit plus complexe et nécessite des calculs plus approfondis.

5. 3. Mesures de terrain effectuées lors de la campagne PORTOS

Les mesures de terrain comprennent :

- Un sondage stratigraphique sur puits.

Il comprend un profil de température, un profil de densité, la caractérisation visuelle des strates et de grains de neige (type et diamètre des grains).

Le puits était de 3.10 m de profondeur le 09-10-94 (nous n' avons pas pu aller plus loin ce jour-là à cause des mauvaises conditions météorologiques) et d'environ 5m le 13-01-95.

- Le prélèvement d'échantillons de chaque strate dans l'iso-octane.

- Le prélèvement d'échantillons pour la détermination des paramètres caractérisant la structure de la neige. Suite à un incident dans la chambre froide de Chamonix au mois d'Octobre, les échantillons du 09/10/93 ont partiellement fondu et la structure a été détériorée ; ils sont inexploitable.

Le 13 Janvier 94, les conditions météorologiques nous ont permis de rester plus longtemps sur le terrain, nous avons pu alors réaliser les mesures supplémentaires suivantes :

- Un carottage de 7 m de profondeur avec la mesure de la densité, de la température et la prise d'échantillons dans l'iso-octane.

- Le suivi de l'évolution de la température de "surface" jusqu' à 50 cm de profondeur au cours des mesures radiométriques. Les températures de surface peuvent varier et il est important de les mesurer car elles influencent directement les températures de brillance particulièrement aux hautes fréquences.

Une journée de mesure a également eu lieu le 15 Janvier 94 avec :

- La caractérisation du manteau neigeux superficiel.

Des chutes de neige, d'environ 40 cm, se sont en effet produites le 14-01-94, ce qui est particulièrement intéressant pour les mesures radiométriques.

- Le suivi de la température de surface de la neige pendant les mesures radiométriques.

Toutes les mesures de température, profils et températures de "surface", sont données en Annexe 2.

Une **topographie** succincte du site 1 (par manque de temps) a été réalisée en Octobre. Par contre une topographie complète du site 2 commencée en Janvier, a été terminée en Février. La topographie doit permettre de déterminer l'angle d'incidence local au sol par rapport à l'angle de visée du radiomètre. La méthode est détaillée au chapitre IV.

5. 4. Caractéristiques du manteau neigeux lors des expériences PORTOS

5. 4. 1. Journée du 09-10-93

Globalement, le manteau neigeux du 09-10-93, (tableau III. 4) se compose :

D'une couche de neige récente d'environ 1.90m, constituée dans sa partie supérieure de cristaux de neige fraîche et de neige roulée, dans sa partie inférieure de particules reconnaissables et de grains fins.

Plus profondément, une structure en "mille feuilles" constituée de neige plus évoluée, grains fins alternant avec des grains ronds et des croûtes de regel pour ce qui concerne la neige humidifiée à la fin de l'été. L'horizon de la couche d'été est visible à 2.65 m (glace jaune).

En surface, la température est de -11°C, à 3.10 m elle est toujours légèrement négative (-0.1 °C) et la teneur en eau liquide reste par conséquent égale à 0%. Nous supposons qu'ensuite le manteau neigeux est constitué de neige humide à grains ronds, pas encore

atteinte par l'onde de froid car isolée par les couches supérieures de neige.

Tableau III.4 : Stratigraphie du 09-10-93

H (cm)	Mv (kg/m ³)	Diamètre mesuré (mm)	Diamètre convexe moyen (mm)	Type de grain
0 - 25	150		0.24	1 / 9
25 - 55	220		0.24	1 / 9
55 - 80	240		0.26	9 (2)
80 - 95	350		0.28	3 / 2 (9)
95 - 140	250		0.26	3 / 2
140 - 190	370		0.34	2 / 3
190 - 205	430		0.62	6 / 7
205 - 220	430		0.34	3 / 3
220 - 221	X		X	7 / 7
221 - 241	400		0.36	3 / 3
241 - 263	400		0.64	6 / 6
263 - 270	X		0.80	7 / 6
270 -	X		0.66	6 / 6 (7)

- 1 + neige fraîche
- 2 / particules reconnaissables
- 3 • grains fins
- 4 □ grains à faces planes
- 5 ^ givre de profondeur (gobelets)
- 6 o grains ronds
- 7 — croûtes
- 8 v givre de surface
- 9 Δ neige roulée

5. 4. 2. Journée du 13-01-94

Le manteau neigeux du 13-01-94 (tableau III.5) est constitué :

D'une croûte de neige dure en surface (2 cm) au dessus d'une couche particulièrement légère (13 cm à 50 kg/m³), de neige fraîche et de particules reconnaissables.

De couches de neige récente assez homogènes, constituées de grains fins et particules reconnaissables de petit diamètre convexe (0.2-0.3), jusqu' à environ 3.60 m.

Puis de grains plus gros, plus évolués, grains ronds, faces planes, avec une couche de gobelets autour de 4.20m.

Sur le carottage, la couche d'été est visible à 5.78 m ainsi que deux croûtes de glace de 1 cm à 6.94 m et 7.02 m.

Tableau III.5 : Stratigraphie du 13-01-94

H (cm)	Mv (kg/m ³)	Diamètre mesuré (mm)	Diamètre convexe moyen (mm)	Type de grain
0 - 2	X (250)	0.20	0.24	2 / 9
2 - 15	50	0.20	0.20	1 / 2
15 - 28	220	0.30	0.22	2 / 3
28 - 75	190	0.30	0.22	2 / 3
75 - 107	220	0.20 / 0.30	0.30	2 / 3
107 - 110	X	0.30 / 0.50	0.30	2 / 3 / 6
110 - 160	260	0.30	0.26	2 (3)
160 - 190	310	0.20	0.24	3 (4?)
190 - 250	350	0.40	0.32	3 (4?)
250 - 252	X	0.40	0.36	6
252 - 300	410	0.20	0.28	3
300 - 360	410	0.20 / 0.30	0.28	3
360 - 365	410	0.50	0.36	6
365 - 410	390	0.30 / 0.40	0.28	3 / 6
410 - 417	430	1.00	0.56	6 / 4 (5)
417 - 425	425	1.00	0.56	5 / 4
425 - 435	450	1.00	0.44	6
435 - 445	445	0.4 / 0.5	0.50	3 / 6
445 - 466	460	0.40	0.52	3 / 4
466 - 493	440	0.42	0.42	X
493 - 521	440	0.52	0.52	X
521 - 553	467	0.60	0.60	X
553 - 599	420	0.58	0.58	X
599 - 658	524	0.54	0.54	X
658 - 672	554	0.62	0.62	X
672 - 673	900	X	X	X
673 - 680	554	0.62	0.62	X
680 - 681	900	X	X	X
681 -	554	0.62	0.62	X

- 1 + neige fraîche
 2 / particules reconnaissables
 3 • grains fins
 4 □ grains à faces planes
 5 ^ givre de profondeur (gobelets)
 6 ○ grains ronds
 7 — croûtes
 8 v givre de surface
 9 Δ neige roulée

Tableau III.6 : Stratigraphie du 15-01-94

H (cm)	Mv (kg/m ³)	Diamètre mesuré (mm)	Diamètre convexe moyen (mm)	Type de grain
0 - 10	120	0.20	0.24	9
10 - 36	170	0.20	0.22	9
36 - 37	X (250)	0.30	0.22	X
37 - 50	200	0.30	0.24	2 / 3
50 - 97	190	0.30	0.24	2 / 3
97 - 129	220	0.20 / 0.30	0.30	2 / 3
129 - 132	X	0.30 / 0.50	0.30	2 / 3 / 6
132 - 182	260	0.30	0.26	2 (3)
182 - 212	310	0.20	0.24	3 (4?)
212 - 272	350	0.40	0.32	3 (4?)
272 - 274	X	0.40	0.36	6
274 - 322	410	0.20	0.28	3
322 - 382	410	0.20 / 0.30	0.28	3
382 - 387	410	0.50	0.36	6
387 - 432	390	0.30 / 0.40	0.28	3 / 6
432 - 439	430	1.00	0.56	6 / 4 (5)
439 - 447	425	1.00	0.56	5 / 4
447 - 457	450	1.00	0.44	6
457 - 467	445	0.4 / 0.5	0.50	3 / 6
467 - 488	460	0.40	0.52	3 / 4
488 - 515	440	0.42	0.42	X
515 - 543	440	0.52	0.52	X
543 - 575	467	0.60	0.60	X
575 - 621	420	0.58	0.58	X
621 - 680	524	0.54	0.54	X
680 - 694	554	62	62	X
694 - 695	900	X	X	X
695 - 702	554	62	62	X
702 - 703	900	X	X	X
703 -	554	62	62	X

- 1 + neige fraîche
 2 / particules reconnaissables
 3 • grains fins
 4 □ grains à faces planes
 5 ^ givre de profondeur (gobelets)
 6 ○ grains ronds
 7 — croûtes
 8 v givre de surface
 9 Δ neige roulée

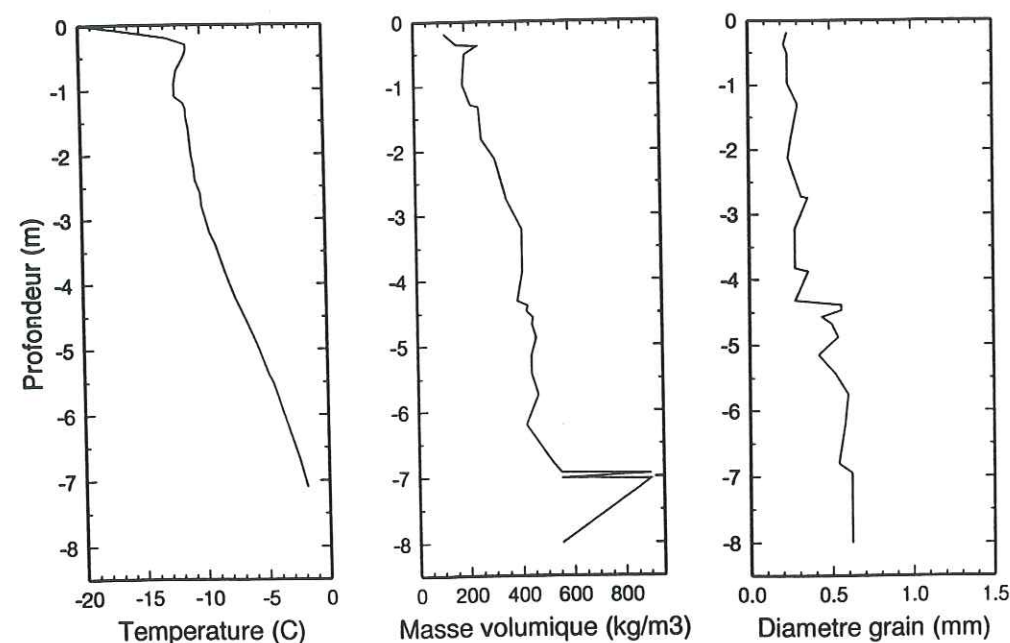


Fig.III.12 : Profils de température, de densité et de diamètre convexe des grains, le 15-01-94.

5. 4. 3. Journée du 15-01-94

Le manteau neigeux de la journée du 15-01-94 (tableau III.6) est identique à celui de la journée du 13-01-94 à l'exception des premières couches. Le vent fort le 14-01-94 a probablement enlevé la croûte de surface et la couche très légère présentes le 13-01-94 et a ensuite formé une nouvelle croûte de neige en surface. Il est ensuite tombé environ 40 cm de neige roulée. Au delà de cette croûte de neige formée le 14-01-94, on retrouve la stratigraphie à partir de 15 cm de la journée du 13-01-94

En Janvier, le manteau neigeux est conforme à nos souhaits, c'est à dire épais et froid. L'accumulation de neige a été d'environ 6m dans cette zone depuis l'été précédent, la température variait de -10°C le 13/01 et de -20°C le 15/01 en surface à -1°C à 7m de profondeur.

Par manque de temps sur le terrain, nous n' avons pas pu, comme il avait été prévu, effectuer des petits puits et des carottages en d'autres endroits du site de mesure radiométrique de manière à vérifier l'homogénéité des caractéristiques du manteau neigeux. Nous supposons donc que le puits est représentatif des caractéristiques de la neige sur toute la tache au sol vue par le radiomètre.

6. Conclusion

Nous disposons d'un grand nombre de mesures radiométriques et, simultanément, de mesures de terrain de différents types, sur un manteau neigeux froid et épais. Ce jeu de mesures constitue une base de données pour la validation des modèles d'émissivité ou de calcul de température de brillance de la neige. Il existe très peu de mesures de ce type. On peut citer celles de (Rott et al., 1993), ce sont des mesures micro-ondes actives et passives aux fréquences 5.2 et 10.3 GHz , à plusieurs angles d'incidence, réalisées lors d'une traversée, en trois sites sur la calotte Antarctique. Il existe également des mesures sur des couverts neigeux saisonniers. Ce sont celles de (Davis et al., 1987) à une seule fréquence, 35 GHz, et à plusieurs angles d'incidence. Ce sont également celles de Mätzler (1987) et Reber et al. (1987) effectuées avec un radiomètre fixé au sommet d'une tour, à plusieurs fréquences (4.9, 10.4, 21, 35 et 94 GHz) et plusieurs incidences ; ces mesures sont acquises sur un manteau neigeux moins froid et moins épais, d'où la nécessité de prendre en compte des effets de sol supplémentaire ; Toutes ces mesures sont intéressantes car elles permettent de caractériser différents types de manteaux neigeux (neige sèche et neige humide, formation d'une croûte de regel...etc.).

L'intérêt principal de nos mesures réside dans le fait qu'elles sont toutes acquises sur un même site de neige froide, sans effet de sol, pour une grande gamme de fréquences 5.05, 10.65, 23.80, 36.50 et 90.00 GHz et d'angles d'incidence, du nadir à 65°, avec un grand nombre de mesures de terrain simultanées.

Chapitre IV

Traitement des mesures radiométriques de PORTOS

Chapitre IV

Traitement des mesures radiométriques de PORTOS

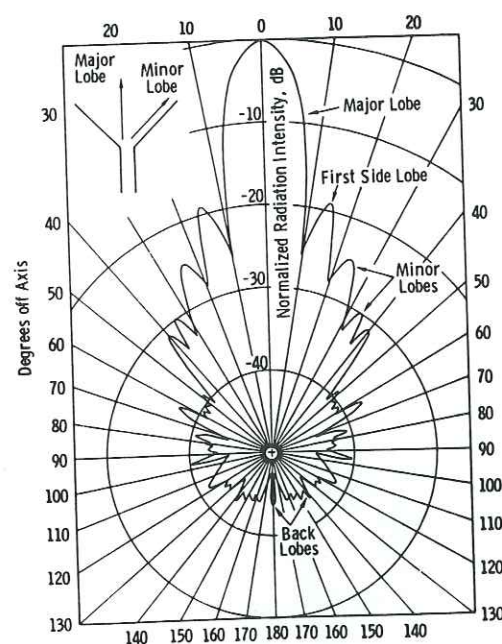


Fig. IV.1 : Diagramme d'antenne d'une antenne micro-onde en coordonnées polaires.

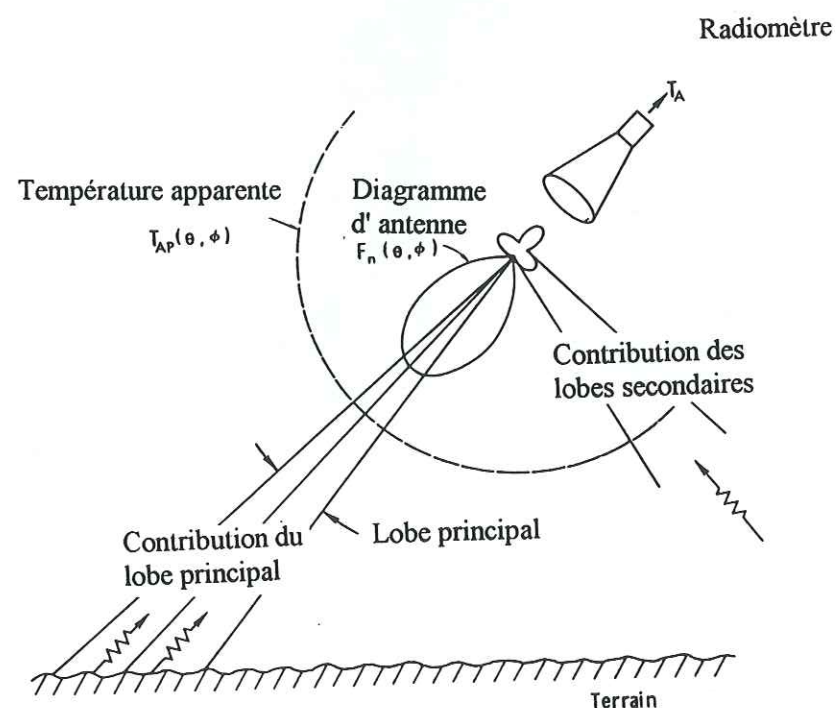


Fig. IV.2 : Représentation de la température antenne T_a , de la température apparente T_{ap} et du diagramme de rayonnement normalisé F_n (Ulaby, 1981).

Traitement des mesures radiométriques de PORTOS

La mesure PORTOS doit se rapprocher le plus possible de la mesure en un angle donné ; c'est pourquoi, l'effet de l'ouverture des antennes sur la température de brillance est étudié au paragraphe 1. Les mesures radiométriques PORTOS nécessitent d'être étalonnées à partir des différents étalonnages réalisés en gare et à partir des mesures ciel. Les différentes procédures d'étalonnage et la façon dont les mesures ciel peuvent être utilisées sont expliquées au paragraphe 2. Il est également nécessaire de corriger l'angle de visée de PORTOS de la topographie en déterminant l'angle local d'incidence au sol ; la méthode de correction est développée au paragraphe 3. Les données radiométriques de PORTOS traitées sont enfin présentées au paragraphe 4.

1. Effet du diagramme d'antenne sur les mesures radiométriques de Portos

1.1. Introduction

Le diagramme d'antenne $F_n(\theta, \phi)$ est une fonction qui décrit la façon dont l'énergie rayonnée (réciproquement absorbée) par l'antenne se répartit dans l'espace (Fig. IV.1). L'antenne reçoit de l'énergie du lobe principal ou lobe à -3 dB et des lobes secondaires. La température radiométrique antenne reçue par le capteur (T_a) est fonction de la température apparente de la scène observée (T_{ap}) et du diagramme de rayonnement normalisé de l'antenne (F_n) (Fig. IV.2).

$$T_a = \frac{\int \int_{4\pi} T_{ap}(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega}{\int \int_{4\pi} F_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (1)$$

$$\text{avec } F_n(\theta, \phi) = \frac{G(\theta, \phi)}{G(0, 0)} = G(\theta, \phi) \text{ pour } G(0, 0) = 1$$

$G(\theta, \phi)$: gain de l'antenne

θ, ϕ : variables en coordonnées sphériques

$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$

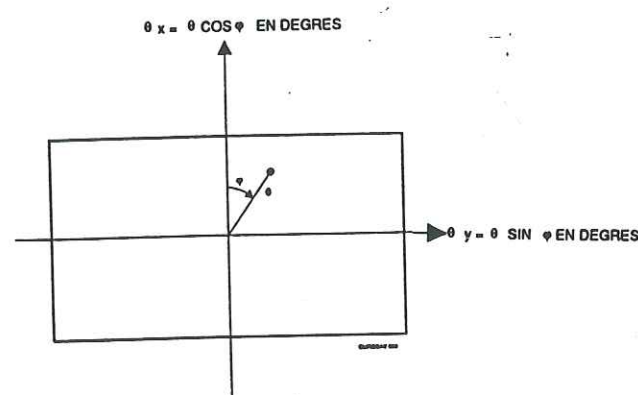
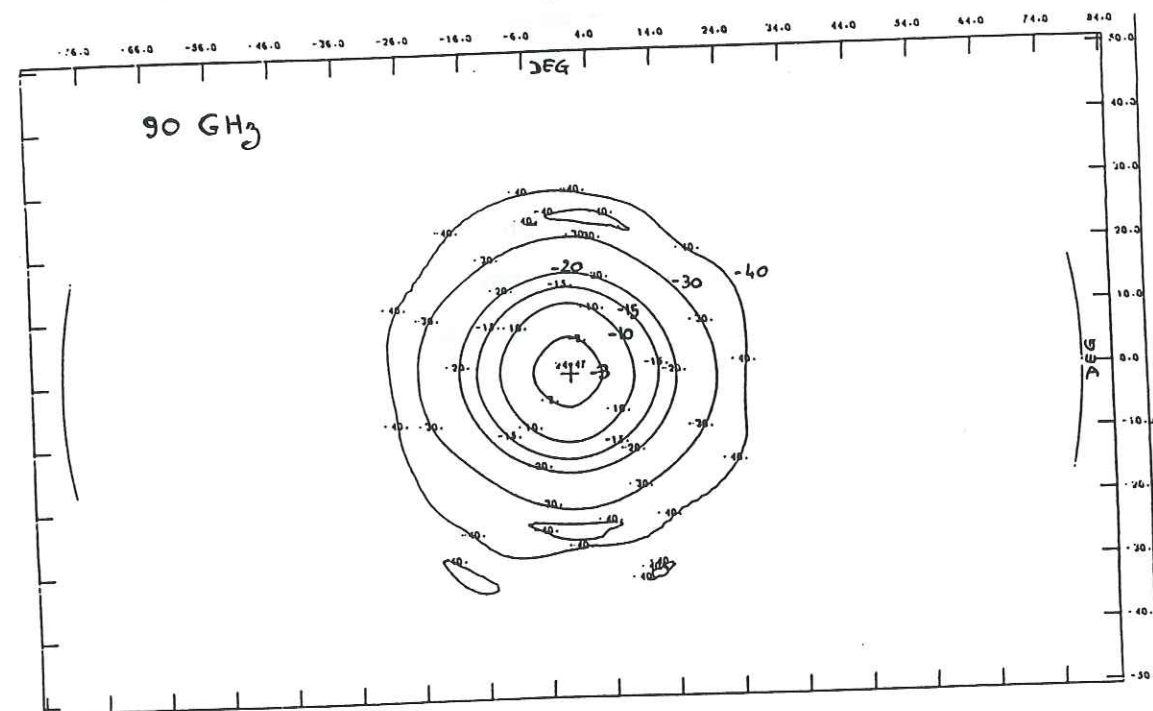
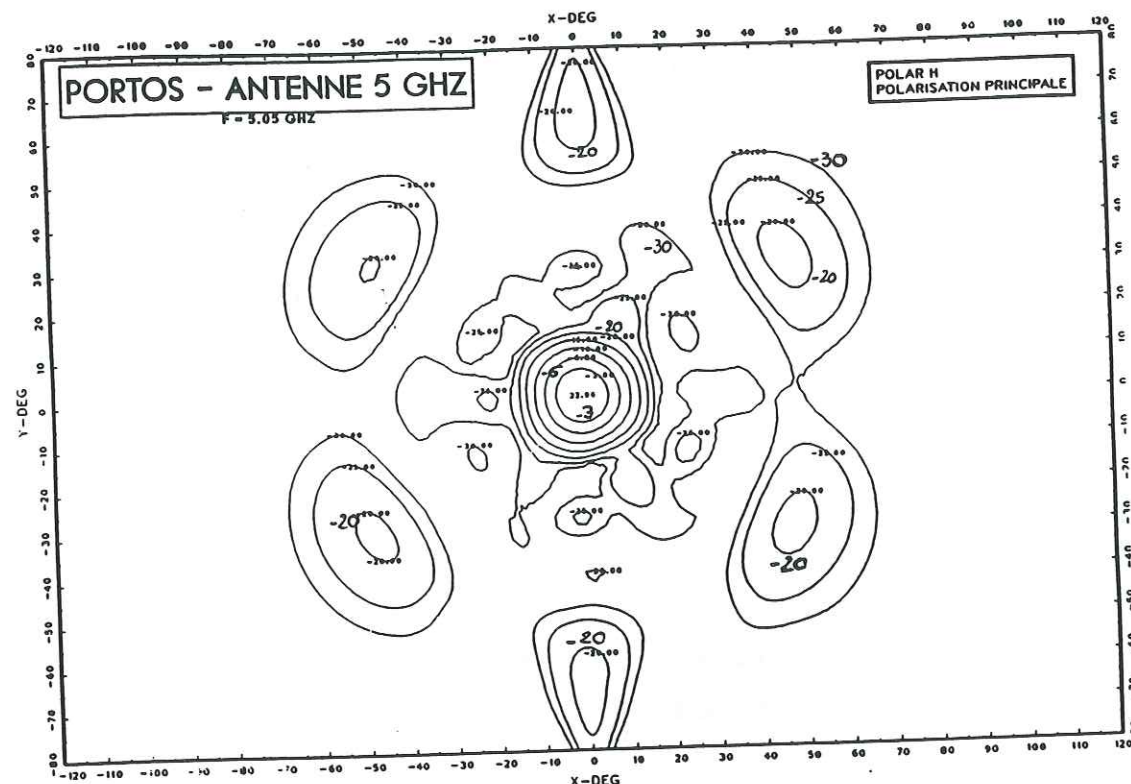


Fig. IV.3 : Courbes iso-niveaux des antennes 5.05 et 36.50 GHz dans le système de coordonnées sphériques (θ , ϕ).

Les antennes de Portos ne sont pas très directives : le lobe principal à -3 dB est d'environ 12° et que le lobe à -20 dB est d'environ 30°. Ainsi, pour une visée donnée, la mesure comprend la contribution du lobe principal sur une largeur de 12°, mais aussi des lobes secondaires qui regardent la neige et le ciel. Ceci pose donc le problème de la connaissance précise de la température de brillance à un angle d'incidence donné car toute mesure intègre l'énergie reçue dans tous les lobes d'antenne, et par conséquent sur une certaine gamme d'angles d'incidence. Dans le cas par exemple d'un signal présentant une forte dépendance en fonction de l'angle d'incidence, la mesure avec le radiomètre PORTOS pour une visée donnée n'a plus la même signification.

A une fréquence donnée, nous voulons connaître la relation entre la température de brillance de la neige et l'angle d'incidence, et comparer des mesures à des modélisations. C'est pourquoi nous avons regardé l'effet de l'ouverture des antennes de PORTOS sur les mesures neige.

1. 2. Modélisation des diagrammes d'antenne

Les diagrammes d'antenne des différentes fréquences ont été modélisés à partir des courbes iso-niveaux fournies par le constructeur (Fig.IV.3). La valeur du gain en θ est obtenue à partir de la coupe $\phi=0^\circ$, le gain est supposé symétrique en θ . Pour le canal 5.05 GHz, on remarque 6 lobes secondaires, disposés à peu près symétriquement. La modélisation du gain d'antenne en fonction de ϕ les prend en compte. Pour les autres canaux, les courbes iso-niveaux sont beaucoup plus concentriques, il n'y a pas de lobes secondaires importants. On définit l'efficacité de faisceau à -20 dB comme la fraction d'énergie rayonnée (absorbée) par le lobe à -20 dB. Pour une ouverture de 2θ , l'efficacité est donnée par :

$$E = \frac{\int_0^{2\theta} \int_0^{2\pi} G(\theta, \phi) d\Omega}{\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} G(\theta, \phi) d\Omega} \quad (2)$$

L'effet des lobes secondaires sera d'autant plus important que l'efficacité de faisceau à

-20 dB sera faible. Les efficacités de faisceau à -20 dB des gains modélisés, pour tous les canaux, sont calculées avec un programme fourni par le CNES. Elles sont données dans le tableau IV.1 ci-dessous, avec celle fournies par le constructeur (Grosjean et Sand, 1994) :

Fréquence (GHz)	Angle d'ouverture à -20 dB	Efficacité constructeur	Efficacité modélisée
5.05	29.0°	80%	78.4%
10.65	39.2°	96%	93.6%
23.80	31.8°	97%	94.0%
36.50	31.5°	97%	92.0%
90.00	32.8°	98%	95.3%

Remarques :

D'après les valeurs de pourcentages d'énergie en polarisation croisée, données au tableau III. 1, l'incertitude sur la différence de polarisation est faible. Pour une différence de polarisation de 40 K qui correspond à la différence maximale obtenue lors des mesures de PORTOS, nous avons pour chaque fréquence :

Fréquence (GHz)	5.05	10.65	23.80	36.50	90.00
% polar. croisée	5 %	4 %	1.6 %	0.7 %	0.3 %
incertitude (K)	2	1.6	0.64	0.28	0.12

Tableau IV.1 (bis) : erreur maximale sur la différence de polarisation, à toutes les fréquences de PORTOS.

Les antennes de PORTOS sont disposées dans un espace réduit et sont proches les unes des autres, cependant les effets de couplage entre les canaux sont faibles et les interférences entre canaux sont négligeables car il s'agit de récepteurs passifs (O. Grosjean et H. Decramer (CNES), communication personnelle).

1. 3. Etude de sensibilité sur un cas théorique

1. 3. 1. Présentation du cas théorique

Pour calculer la température antenne à une incidence donnée, il faut connaître la température apparente dans tout le demi-espace observé par l'antenne. De manière à regarder l'effet du diagramme d'antenne à toutes les fréquences, un profil de scène théorique (Fig.IV.4) a été construit à partir de valeurs modélisées qui reproduisent bien le comportement de la température de brillance de la neige et du ciel en fonction de l'angle d'incidence. Les températures apparentes pour les incidences de 0° à 85° sont les températures de brillance obtenues à partir du modèle d'émissivité de la neige de Stogryn en milieu uniforme pour la fréquence 36.50 GHz, les températures ciel pour les incidences négatives de 0° à 85° sont les températures radiométriques ciel obtenues à 36.50 GHz à partir du modèle de transfert atmosphérique, la valeur à 90° (à l'horizontale), un peu particulière, est une valeur mesurée lors de l'expérience PORTOS. La scène observée est supposée de révolution par rapport à l'axe vertical, c'est à dire que les températures de brillance pour une incidence donnée sont les mêmes quel que soit l'azimut de visée (Fig.IV.5).

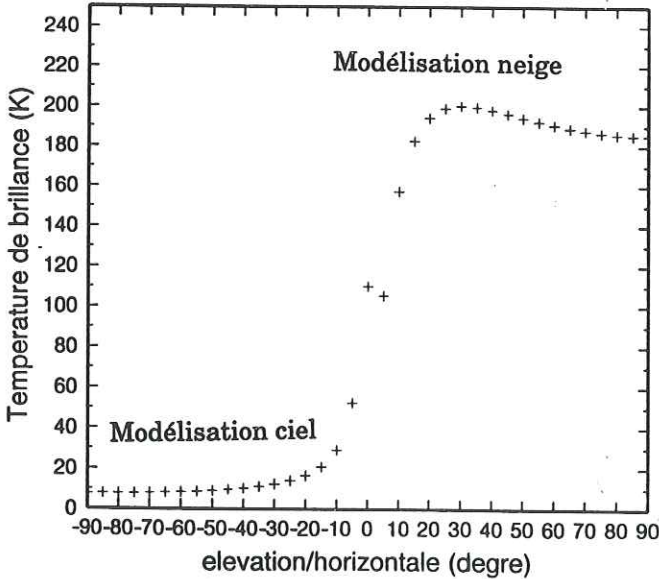


Fig. IV.4 : Profil de scène théorique observé par l' antenne.

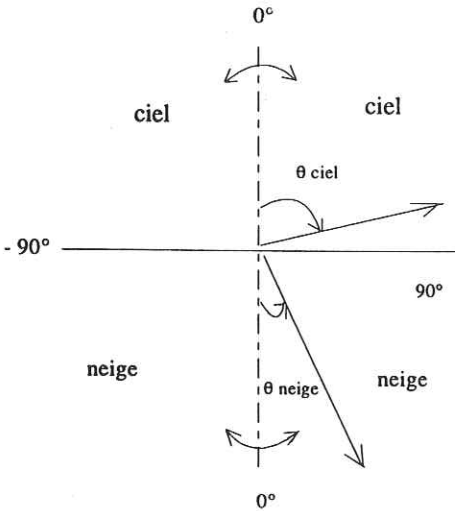


Fig. IV.5 : Hypothèse de révolution des scènes observées par le radiomètre.

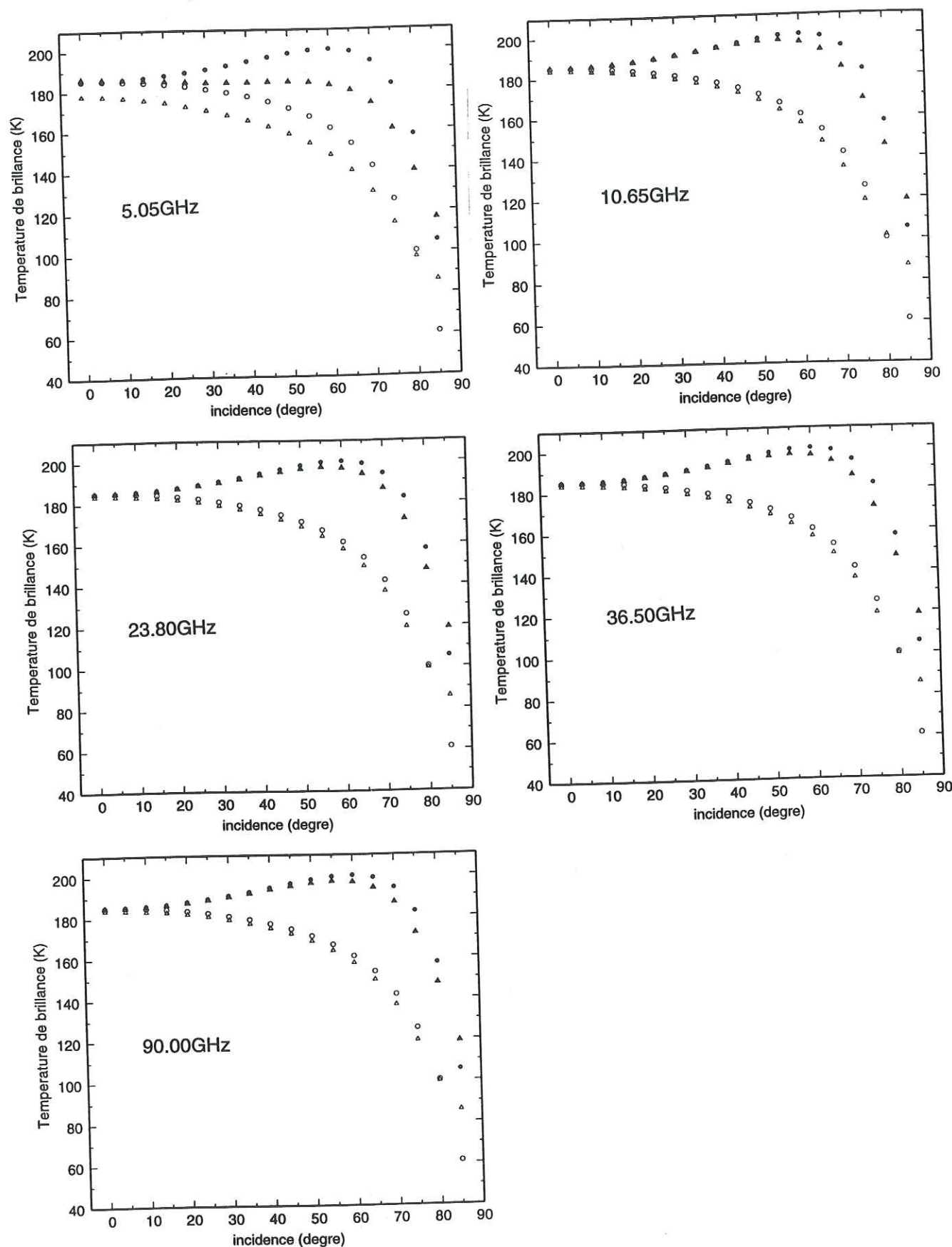


Fig. IV.7 : Températures de brillance modélisées issues du profil de scène (cercle) puis corrigées du diagramme d'antenne (triangle), à toutes les fréquences. La polarisation V est en symbole plein, la H en symbole vide.

1. 3. 2. Méthode et résultats

Pour chaque canal de PORTOS, et pour chaque incidence de visée sur la neige, la température antenne est calculée à partir du profil de scène théorique, en appliquant l'équation (1). Les températures de brillance de la neige initiales, soit celles décrivant la scène, sont donc recalculées, en tenant compte de la contribution de tous les lobes de l'antenne, nous dirons, corrigées du diagramme d'antenne.

Le programme de calcul des températures d'antenne a été mis au point par le CNES pour le canal 5.05H GHz (Grosjean et Decramer, 1994). Dans ce programme, chaque couple d'angle (θ , ϕ) du diagramme d'antenne correspond à une visée de l'instrument dite locale et donc à un certain angle du profil de scène ; cette incidence locale est fonction de l'incidence principale du radiomètre (visée) et des angles dans le système de coordonnées sphériques du repère attaché à l'antenne (θ , ϕ) (Fig. IV.6).

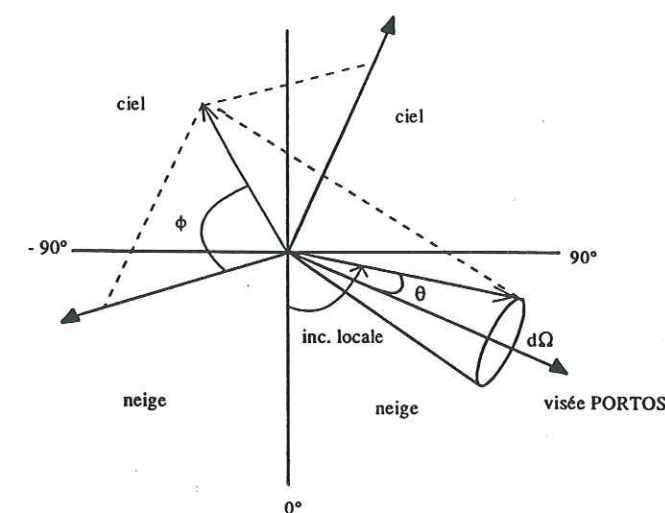


Fig.IV.6 : Relation entre le repère de la scène et le repère attaché au diagramme d'antenne.

L'incidence locale a alors pour expression:

$$\cos(\text{inc. locale}) = \cos(\text{inc. principale}) \cdot \cos\theta - \sin(\text{inc. principale}) \cdot \sin\theta \cdot \cos\phi$$

Les résultats sont donnés Fig. IV.7. Pour ce qui concerne les fréquences 10.65, 23.80, 36.50 et 90.00 GHz et pour des incidences inférieures à 65°, ce qui est le cas de celles des mesures Portos, l'effet des lobes d'antenne est faible ; d'une part, la dépendance en angle des températures de brillance est assez faible et d'autre part, l'efficacité de faisceau à -20 dB

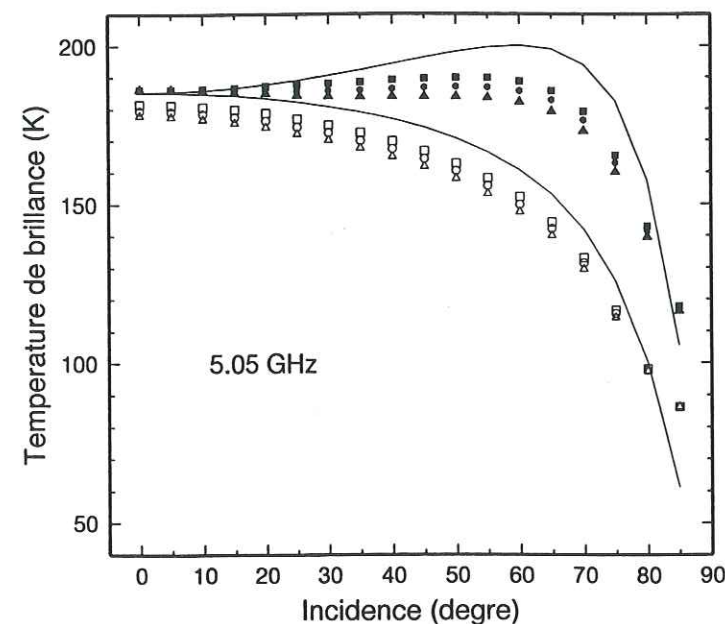


Fig.IV.8 : Températures de brillance du profil de scène (trait plein) et températures de brillance corrigées avec trois modélisations différentes du diagramme d'antenne du 5.05 GHz:

- la modélisation du CNES, d'efficacité de faisceau à -20 dB de 78.4% (triangle)
- une modélisation intermédiaire d'efficacité de faisceau à -20 dB de 82% (cercle)
- une autre modélisation d'efficacité de faisceau à -20 dB de 85.5% (carré) définie à partir du lobe secondaire en $\phi=30^\circ$.

est bonne. Par contre, ce n'est pas le cas du canal 5.05 GHz pour lequel le diagramme d'antenne a un effet non négligeable.

1. 4. Cas du canal 5.05 GHz

1. 4. 1. Modélisation du gain du 5.05 GHz

Nous pouvons remarquer que l'effet du diagramme d'antenne est important à toutes les incidences, à 5.05 GHz, fréquence pour laquelle l'efficacité de faisceau à -20dB est la plus faible (80% établis par le constructeur). La valeur au nadir, en polarisation H est nettement diminuée, ce n'est pas le cas de la polarisation V. Le comportement décroissant de la température de brillance quand l'angle d'incidence augmente et la contribution non négligeable à la température antenne des lobes secondaires regardant la neige à des incidences élevées, expliquent ce résultat. Pourtant, cette différence au nadir entre les polarisations H et V ne se retrouve pas sur les mesures de Portos. Il se peut que la modélisation en θ et ϕ du diagramme d'antenne surestime l'effet des lobes secondaires, ou que la décroissance de la température de brillance en fonction de l'angle d'incidence soit moins forte dans la réalité (mesures PORTOS) que ne le suggère le modèle.

Nous avons comparé les températures de brillance corrigées obtenues avec plusieurs modélisations du diagramme d'antenne. Celle du CNES donne une importance maximum au lobe secondaire situé entre $\theta=55^\circ$ et $\theta=75^\circ$, avec des valeurs de gains supérieures à -20 dB (Fig.IV.3) ; dans la modélisation en fonction de l'azimut ϕ ce lobe est répété symétriquement six fois. Pour les deux autres modélisations, nous avons pris des valeurs de gain en fonction de θ un peu plus faible, une modélisation prend en compte les gains mesurés sur un des lobes situé à environ $\phi=30^\circ$, l'autre modélisation est un intermédiaire avec celle du CNES. La modélisation en fonction de l'azimut est inchangée. L'écart entre la polarisation H et V au nadir est diminué mais existe toujours (Fig.IV.8).

1. 4. 2. Essai de déconvolution

La méthode consiste à retrouver la courbe des températures de brillance de la neige en fonction de l'angle d'observation, qui, corrigée par le diagramme d'antenne, donne la courbe des températures radiométriques mesurées par PORTOS (fichier de référence F0).

L'algorithme se décompose en plusieurs étapes :

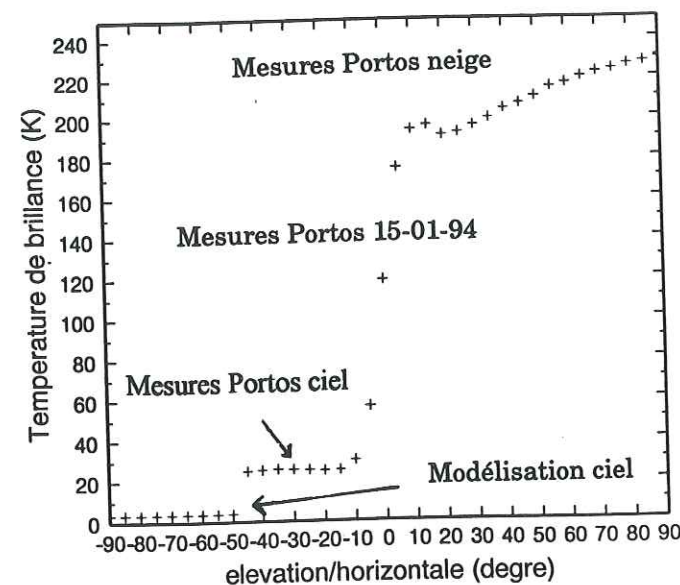


Fig. IV.9 : Profil de scène reconstitué à 5.05 GHz, le 15-01-94

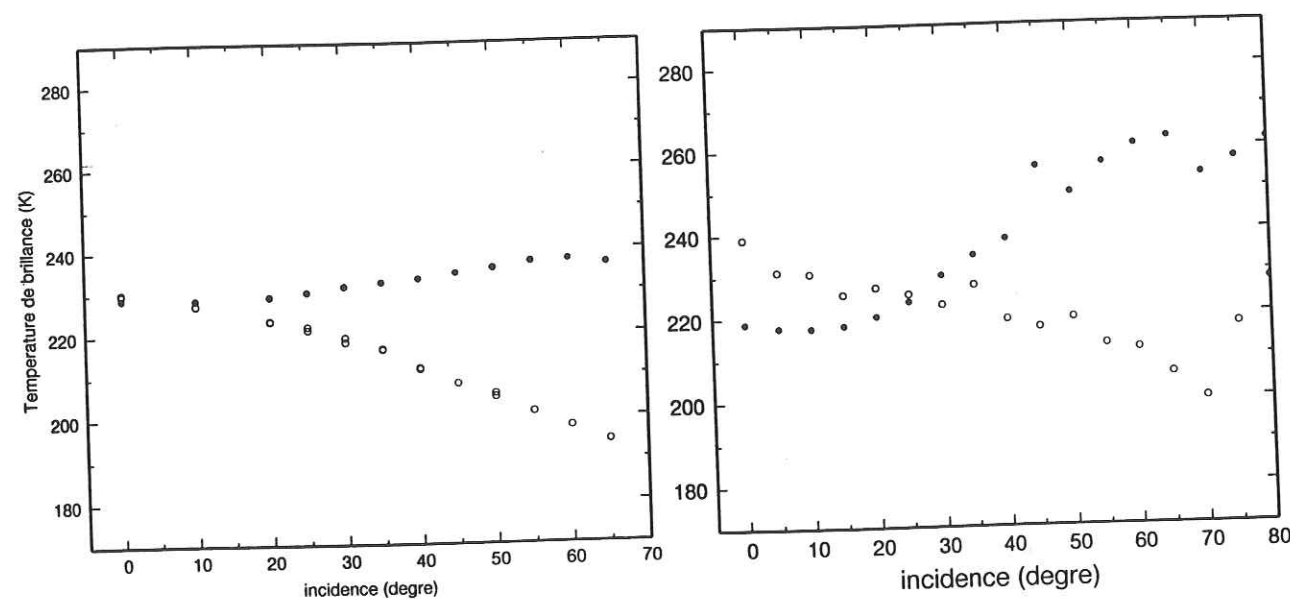


Fig. IV.10 : Températures de brillance mesurées par PORTOS à 5.05 GHz, le 15-01-94 en visée arrière (à gauche) et déconvoluées par le diagramme d'antenne (à droite).

* Un fichier F_i de températures de brillance à toutes les incidences est corrigé du diagramme d'antenne.

* Les écarts Δ_i entre les températures de brillance ainsi corrigées et les températures de brillance mesurées (F_0) sont calculés.

* Un nouveau fichier F_{i+1} constitué des températures de brillance de la neige égales aux températures de brillance du fichier F_i , auxquelles ont été ajoutées pour chaque angle les différences Δ_i , est à nouveau corrigé.

Le fichier F_i de départ est le fichier des températures radiométriques mesurées par PORTOS. L'algorithme est itéré jusqu'à ce qu'il y ait convergence, c'est à dire jusqu'à ce que la moyenne des différences entre les dernières températures de brillance corrigées du diagramme d'antenne et les températures de brillance mesurées par le radiomètre PORTOS soit petite. Cet algorithme est appliqué aux mesures neige à 5.05 GHz de PORTOS ; le profil de scène est constitué (Fig. IV.9).

- des températures de brillance de la neige mesurées lors des séries de mesures en configuration PORTOS avant et PORTOS arrière, pour les incidences allant du nadir à 65°.

- des mesures PORTOS effectuées le 15-01-94 du nadir à 10° au-dessus de l'horizontale.

- des mesures ciel de PORTOS de 15° à 45° au-dessus de l'horizontale et des températures de brillance ciel modélisées au-delà de 45°.

Comme on peut le voir sur la figure IV.10, les températures de brillance obtenues semblent peu probables ; l'écart entre les polarisations H et V au nadir est important.

La modélisation du diagramme d'antenne avec la modélisation des lobes secondaires complexes, et peut-être la surestimation de leurs effets, de même que la modélisation incertaine des profils de scène en particulier aux angles proches de l'horizontale, font que la déconvolution des mesures à 5.05 GHz semble rajouter plus d'erreurs qu'elle n'en enlève.

1. 5. Conclusion

Aux fréquences 10.65, 23.80 36.50 et 90.00 le diagramme d'antenne a un effet négligeable sur les températures de brillance de la neige, aux incidences des mesures de PORTOS. La mesure avec le radiomètre PORTOS pour une incidence de visée donnée, qui est en fait une mesure sur plusieurs angles via le diagramme d'antenne, est bien représentative de ce que serait la mesure d'une antenne très directive pour cette même visée.

Cet effet est beaucoup plus important pour le canal 5.05 GHz, dont l'efficacité est plus faible. Cependant, il semble que la modélisation du diagramme d'antenne pour ce canal surestime cet effet, car on ne retrouve jamais un tel écart entre les polarisations H et V, au nadir, sur les mesures radiométriques.

Nous choisissons de ne pas corriger les mesures Portos à cette fréquence, car la méthode de correction proposée rajoute, à notre avis des erreurs du fait des incertitudes sur la modélisation des diagrammes d'antenne et des profils de scènes. Cependant, lors de la comparaison, par la suite, entre températures de brillance mesurées et modélisées, il faudra se rappeler que les mesures Portos peuvent être inférieures et se trouver lissées par rapport à une modélisation qui ne prend pas en compte le diagramme d'antenne.

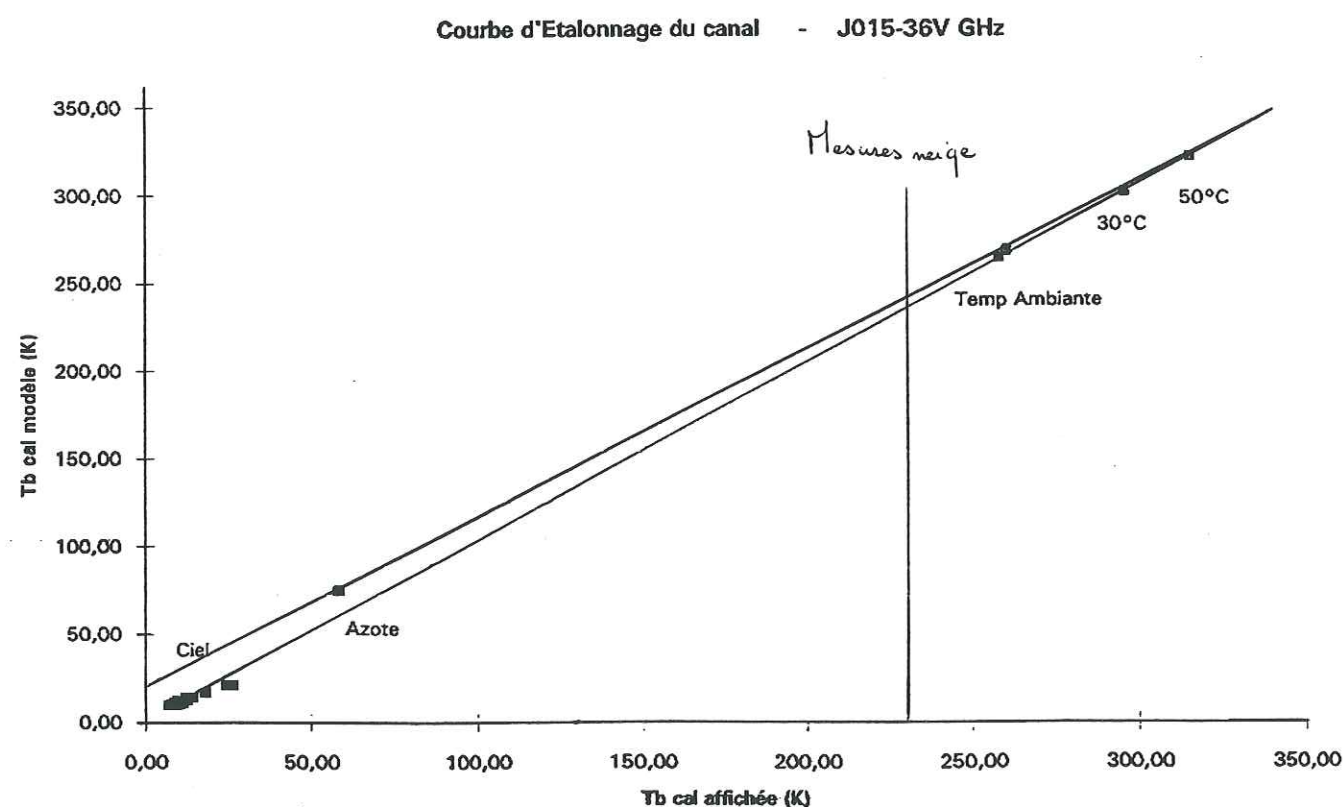


Fig. IV.11 : Droite d'étalonnage du 36.50 GHz, en polarisation verticale avec les points chauds, les points azote et les points ciel.

2. Etalonnage des données radiométriques

2.1. Les différents types d'étalonnage

Des étalonnages réguliers des différents canaux ont été effectués au cours de la campagne PORTOS. Plusieurs méthodes ont été utilisées (Grosjean et Sand, 1994) :

- Etalonnage sur charges chaudes.

- charge chaude à la température ambiante

Des absorbants pyramidaux placés en champ proche (écosorb) sont utilisés. Leur émissivité est proche de 1 ; des points d'étalonnage aux températures de brillance chaudes, très proches de la température de l'air ambiant, sont ainsi obtenus.

- charge chaude régulée à 30° ou 50 °C (écosorb).

La température de l'écosorb est mesurée par thermocouple.

- Etalonnage sur charge cryogénique.

La face antenne de PORTOS est cette fois placée devant les absorbants pyramidaux totalement immergés dans de l'azote liquide. La température de brillance émise correspond à la température d'ébullition de l'azote liquide à la pression ambiante, à 3800 m d'altitude (Aiguille du Midi), soit environ 73K. Cependant, des problèmes d'interférences entre l'antenne et la surface d'azote réfléchissante ont été mis en évidence ; ils sont dû à la désadaptation de la charge de calibration avec l'antenne.

- Etalonnage par mesure de la température de brillance du ciel (charges froides) à différents angles d'incidence. L'utilisation des mesures ciel dans les procédures d'étalonnage est développée dans les paragraphes qui suivent.

Les droites d'étalonnage (Cf. Fig.IV.11) sont obtenues par régression linéaire entre les températures de brillance des différentes cibles et les températures radiométriques correspondantes fournies par l'instrument (températures de brillance affichées).

Les deux coefficients de la droite d'étalonnage sont déterminés, on a :

$$Tb \text{ étalonnée} = a * Tb \text{ affichée} + b$$

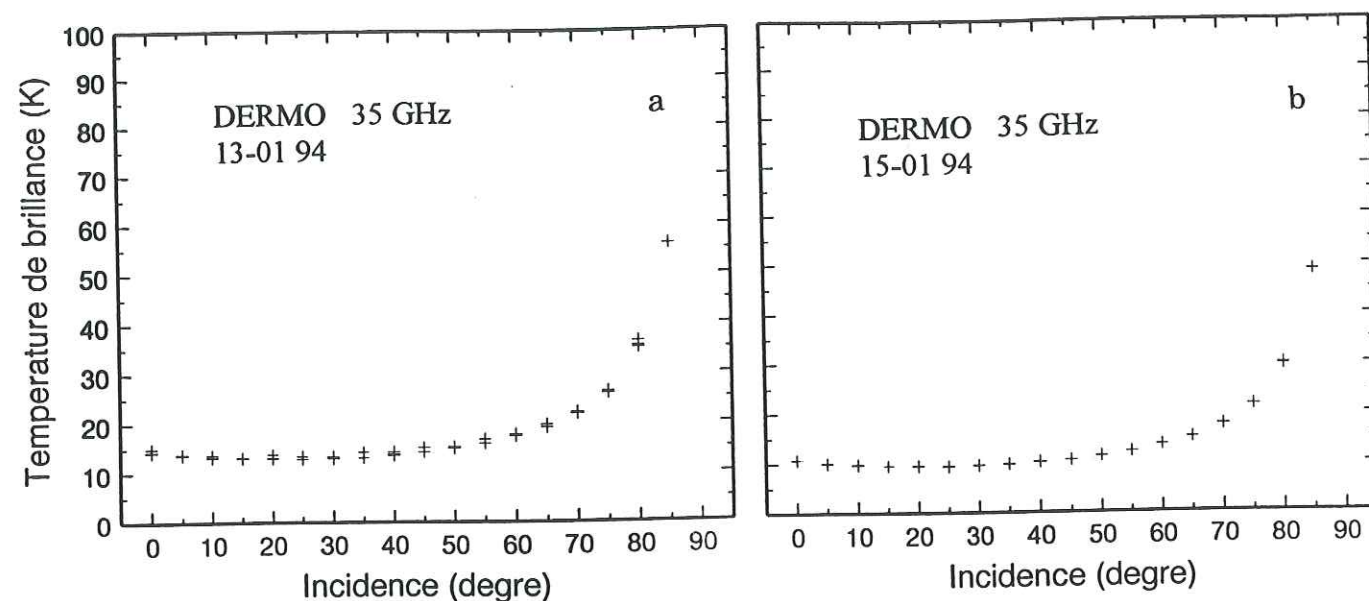


Fig.IV.12 : a-Températures de brillance à 35 GHz mesurées le matin du 13/01 par le radiomètre DERMO en fonction de l'angle d'incidence; 7 séries de mesure sont représentées.

b-Températures de brillance à 35 GHz mesurées le 15/01 (journée de ciel clair) par le radiomètre DERMO en fonction de l'angle d'incidence; 4 séries de mesures sont représentées.

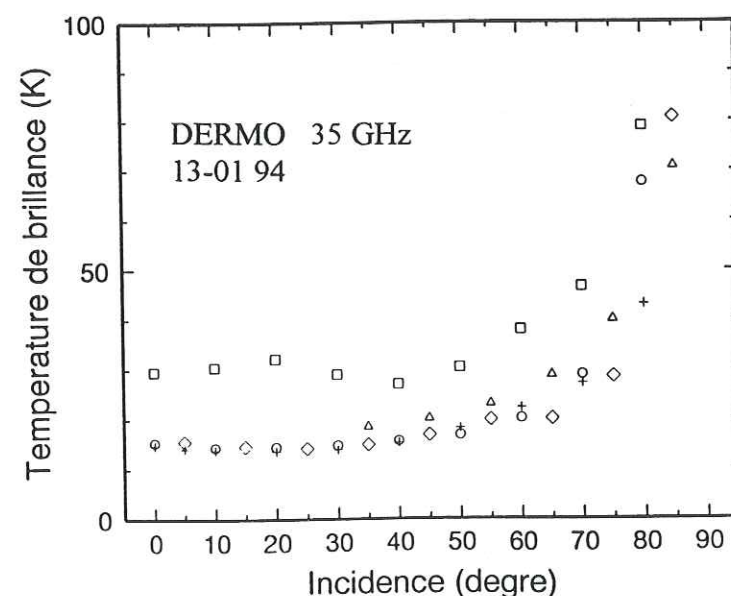


Fig.IV.13 : Températures de brillance à 35 GHz mesurées l'après-midi du 13/01 par le radiomètre DERMO en fonction de l'angle d'incidence; chaque symbole correspond à une série de mesure.

2. 2. Exploitation des mesures radiométriques du ciel

2. 2. 1. Introduction

Au cours de l'opération PORTOS de Janvier 94, des mesures du ciel ont été effectuées le 13 et le 15, à quelques incidences et plusieurs fréquences (5.05, 10.65, 23.80, 36.50 et 90.00 GHz) avec le radiomètre PORTOS ainsi qu'à toutes les incidences (0° à 90° par pas de 5°) avec le radiomètre DERMO fonctionnant à 35 GHz. A partir de profils d'atmosphère mesurés et en utilisant un modèle de transfert radiatif atmosphérique, des profils d'atmosphère ont été ajustés pour que les températures de brillance modélisées reproduisent celles mesurées par le radiomètre DERMO. Les températures radiométriques du ciel aux fréquences de PORTOS ont alors été modélisées puis comparées aux mesures ciel de PORTOS. Nous verrons enfin comment les mesures du ciel de PORTOS corrigées du diagramme d'antenne ont été utilisées pour l'étalonnage du 5.05 et du 10.65 GHz.

2. 2. 2. Présentation des données ciel

a- Mesures radiométriques

Mesures DERMO. (Rapport "Campagne Portos neige, Chamonix Janvier 94" Joël Lemorton.) Ce sont des données mesurées avec le radiomètre DERMO du CERT-ONERA ; Il s'agit de la mesure de la température radiométrique du ciel à 35 GHz pour différents angles d'observation, de l'horizontale à la verticale du lieu de mesure (pas de polarisation). Ce radiomètre était installé sur une petite terrasse sud Aiguille du Midi (3842 m), proche de la gare du télécabine.

Une quinzaine de séries de mesures, de 0° à 90° d'incidence, par pas de 5° , ont été réalisées au cours de chaque journée. Dans certains cas les variations des températures de brillance en fonction de l'angle d'observation présentent une grande stabilité temporelle, sur une période de l'ordre de l'heure (Fig.IV.12). Dans d'autres cas, la situation est moins stable et correspond à la présence de nuages enveloppant le site de mesures et la direction de visée, ou également à la perturbation apportée par la présence de neige fine voletant autour du radiomètre et se déposant parfois sur la lentille (Fig. IV.13). Les mesures près de la verticale sont probablement affectées par la présence des parois rocheuses proches du site de mesure. Pour des angles proches de l'horizontale, cet effet existe également mais est moins sensible

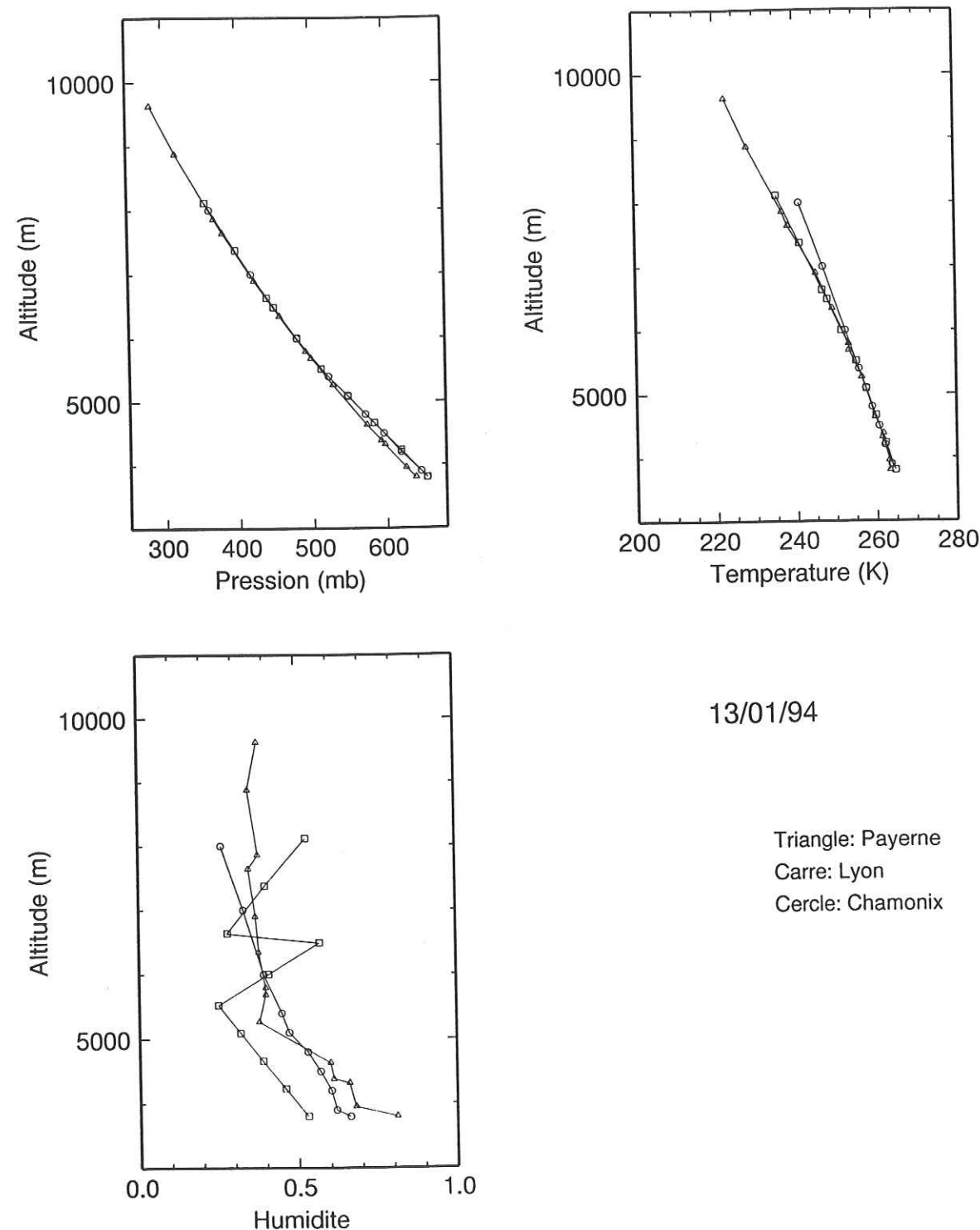


Fig.IV.14 : Profils atmosphériques mesurés (Lyon: carre et Payerne: triangle) et modélisés (Chamonix: cercle), le 13/01; pression, température et humidité relative sont représentées en fonction de l'altitude.

car les températures du ciel et des montagnes sont plus proches à l'horizontale qu'à la verticale.

Mesures PORTOS

Le dispositif expérimental permettait un débatement angulaire de PORTOS d'environ 130°. Des mesures ciel à toutes les fréquences de PORTOS (5.05, 10.65, 23.80, 36.50 et 90.00 GHz), aux polarisations H et V, et aux angles d'incidence de 43° à 75° ont été effectuées (plusieurs séries de mesure chaque jour). Ces mesures, proches de l'horizontale, réalisées près de la gare de l'Aiguille du Midi sont possibles car la gare de l'Aiguille est à une altitude plus élevée que la zone environnante.

b- Profils atmosphériques

Les profils d'atmosphère (pression, température, humidité relative) sont issus de radiosondages, l'altitude maximale de mesure est voisine de 10 km. A partir des profils atmosphériques mesurés à Lyon-Bron et à Payerne (Suisse), des profils atmosphériques à Chamonix ont été calculés, ceci à l'aide d'un modèle développé au Centre d'Etude de la Neige (Yves Durand) (Fig. IV.14). Ces profils ont été complétés au delà de 10 km par une atmosphère standard d'hiver, aux latitudes moyennes (Tanré et al, 1986).

2. 2. 3. Recherche de profils atmosphériques correspondant aux mesures de DERMO

a- Modèle de transfert radiatif atmosphérique

Pour la modélisation des températures de brillance du ciel, nous avons utilisé un modèle de transfert radiatif mis au point par Catherine Prigent du DEMIRM (Prigent, 1988) (Liebe, 1993). Il s'agit d'un modèle de transfert radiatif en atmosphère claire et en atmosphère nuageuse. La diffusion du rayonnement par les hydrométéores est négligée ; pour prendre en compte proprement la diffusion, il faudrait utiliser des modèles plus sophistiqués qui ne se justifient pas vu le peu d'informations que l'on a sur les hydrométéores en présence (forme, distribution). De plus, comme on l'a vu au chapitre I, dans le cas de nuages formés uniquement d'eau liquide non précipitante, soit de gouttelettes de rayons inférieurs à 100 μm , et aux fréquences de PORTOS, la diffusion est négligeable devant l'absorption. Ceci découle de l'approximation de Rayleigh valable pour des particules liquides très petites

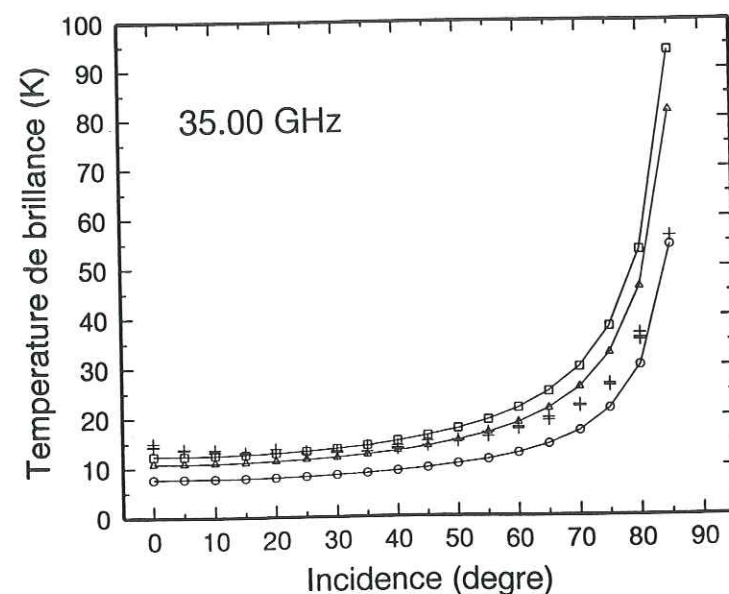


Fig.IV.15 : * Températures de brillance mesurées par DERMO le 13/01: croix.
 * Températures de brillance modélisées:
 - ciel clair: cercle.
 - atmosphère nuageuse 0.2g d'eau par m³ sur 200m: triangle.
 - atmosphère nuageuse 0.3g d'eau par m³ sur 200m: carré.

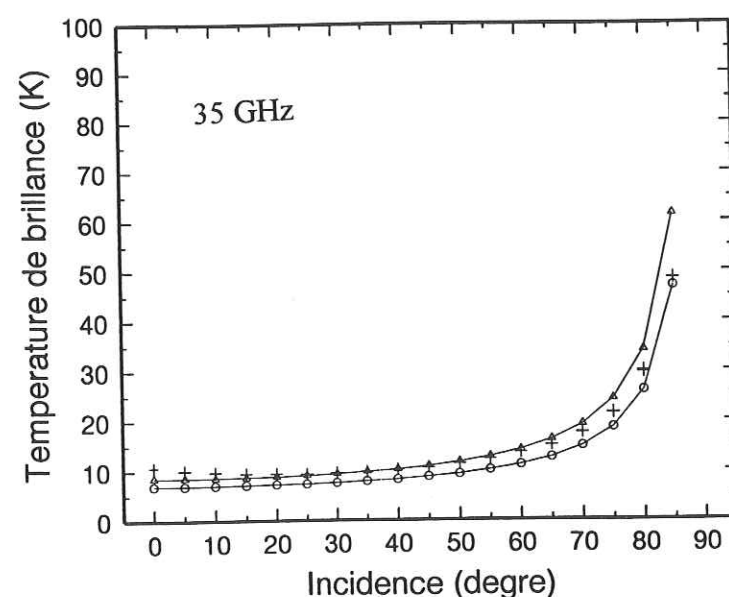


Fig. IV.16 : * Températures de brillance mesurées par DERMO le 15/01: croix.
 * Températures de brillance modélisées:
 - ciel clair: cercle.
 - atmosphère nuageuse 0.1g d'eau par m³ sur 100m: triangle.

devant la longueur d'onde. Le milieu est considéré comme purement absorbant, l'absorption (respectivement l'émission) provient des gaz atmosphériques (uniquement en ciel clair) et des nuages caractérisés par leur contenu global en eau liquide. De plus, en l'absence d'hydrométéores, on considère que le milieu n'est pas réfringent. La température radiométrique du ciel calculée est non polarisée, c'est la diffusion par les hydrométéores et les éventuelles réflexions qui polarisent le signal.

b- Comparaison avec les mesures radiométriques du ciel de DERMO

Nous avons confronté les mesures de DERMO à 35 GHz avec les températures de brillance calculées avec le modèle afin de caler les profils d'atmosphère sur les mesures de DERMO.

Journée du 13-01-94 (Fig.IV.15)

Nous avons étudié les profils mesurés les plus stables. En ciel clair, avec les profils d'atmosphère de Chamonix, les températures simulées sont nettement inférieures aux mesures. Du fait de la sensibilité relativement faible du 35 GHz au contenu intégré en vapeur d'eau, les écarts entre simulations et mesures ne peuvent s'expliquer par l'estimation de l'humidité relative, paramètre a priori le plus difficile à définir et le plus variable spatialement. Par contre le 35 GHz est beaucoup plus sensible au contenu intégré en eau liquide. La journée du 13-01 a effectivement été marquée par la présence de brume et de brouillard ; c'est pourquoi, nous avons utilisé le modèle en atmosphère nuageuse, l'absorption par les gouttelettes d'eau liquide permettant d'augmenter la température de brillance, et nous avons essayé de caler des profils atmosphériques permettant de se rapprocher et d'encadrer au mieux les mesures de DERMO. Les profils atmosphériques ainsi obtenus sont les profils atmosphériques de Chamonix auxquels ont été rajoutés différents contenus en eau liquide, sur différentes épaisseurs. Nous n'obtenons pas de profil atmosphérique permettant de reproduire les mesures DERMO sur toute la gamme d'angles d'incidence ; cependant le profil contenant 0.2g d'eau par m³ sur une épaisseur de 200m semble donner les meilleurs résultats.

Journée du 15-01-94 (fig.IV.16)

Ce fut une journée de ciel clair. Le modèle en ciel clair utilisé avec le profil atmosphérique de Chamonix reproduit assez bien les températures radiométriques mesurées. Toutefois, le modèle en atmosphère nuageuse faible 0.1g/m³ sur 100m donne de meilleurs résultats

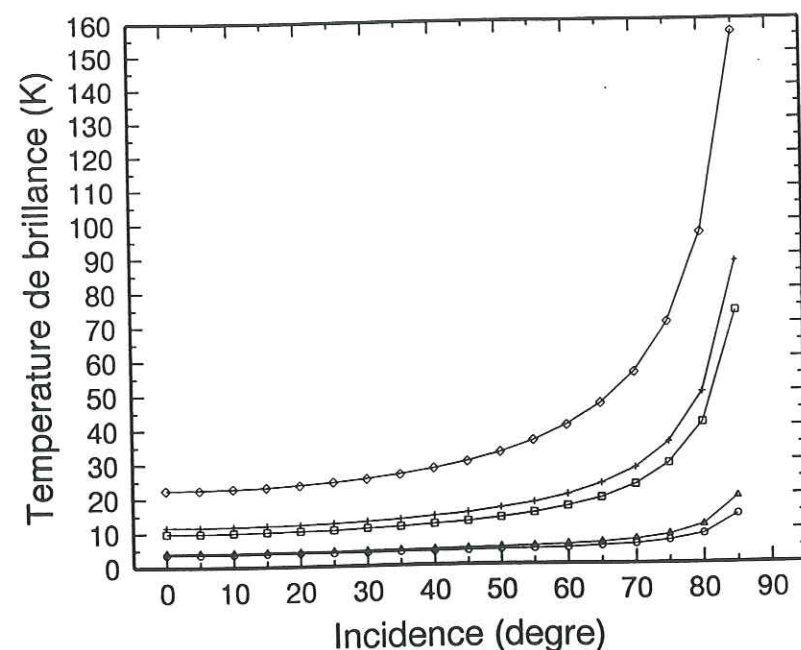


Fig. IV.17 : Températures de brillance modélisées pour toute les fréquences, atmosphère nuageuse 0.2g d'eau par m³ sur 200m:
 5.05 GHz: cercle 10.65 GHz: triangle 23.80 GHz: carré
 36.50 GHz: croix 90.00 GHz: losange

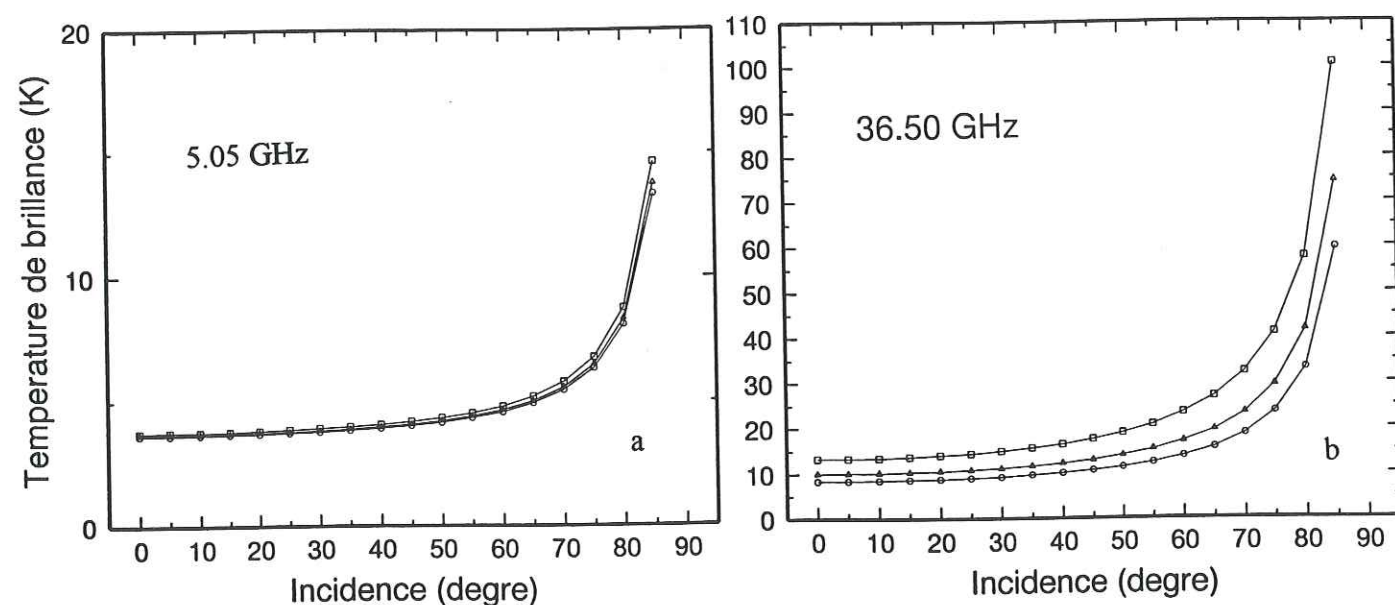


Fig. IV.18 : Températures de brillance modélisées a- 5.05 GHz b- 36.50 GHz
 - ciel clair: cercle.
 - atmosphère nuageuse 0.1g d'eau par m³ sur 200m: triangle.
 - atmosphère nuageuse 0.3g d'eau par m³ sur 200m: carré.

surtout aux incidences faibles.

2. 2. 4. Comparaison des mesures PORTOS et des températures radiométriques du ciel modélisées

A partir des profils atmosphériques ainsi recalés avec les mesures de températures de brillance effectuées par le radiomètre du DERMO, les températures de brillance aux fréquences de PORTOS et aux incidences de 0° à 85° ont été modélisées (Fig. IV.17). Ces températures de brillance calculées constituent une bonne référence, du moins pour les basses fréquences, malgré les incertitudes subsistant sur les profils atmosphériques (humidité relative, effets locaux, brume, brouillard) car elles sont relativement stables et peu dépendantes des contenus en vapeur d'eau et en eau liquide ; c'est moins le cas aux hautes fréquences, particulièrement aux fortes incidences (Fig. IV.18)

a- Comparaison avec les mesures de PORTOS étalonnées charges chaudes et charges azote (Fig. IV.19 et Fig. IV.20)

Les mesures radiométriques du ciel de PORTOS étalonnées charges chaudes et charge azote sont supérieures aux températures de brillance modélisées. Par contre, les variations en fonction de l'angle d'incidence sont similaires. Pour la journée du 13/01/94 et aux fortes fréquences, on peut noter une grande dispersion des données due à la présence de brouillard enveloppant le site de mesure.

b- Comparaison avec les mesures de PORTOS corrigées du diagramme d'antenne pour le 5.05 et le 36.50 GHz.

Comme on l'a vu au paragraphe 1 de ce chapitre, les antennes de PORTOS ne sont pas très directives avec un lobe principal à -3dB de 12° et un lobe à -20dB de 30°. Si dans le cas des mesures radiométriques de la neige, le diagramme d'antenne a peu d'effet, à l'exception peut-être du canal 5.05 GHz, on peut penser que les mesures radiométriques du ciel de PORTOS sont perturbées par la contribution des lobes secondaires qui eux regardent la neige, la température de brillance de la neige étant environ dix fois supérieure à celle du ciel. Or, dans la modélisation des températures de brillance du ciel, l'effet du diagramme d'antenne n'est pas pris en compte. Afin de corriger du diagramme d'antenne les modélisations ciel, le profil de scène est cette fois défini par les températures de modélisation du ciel pour les incidences allant de 0° à 85° et par les mesures PORTOS pour les incidences

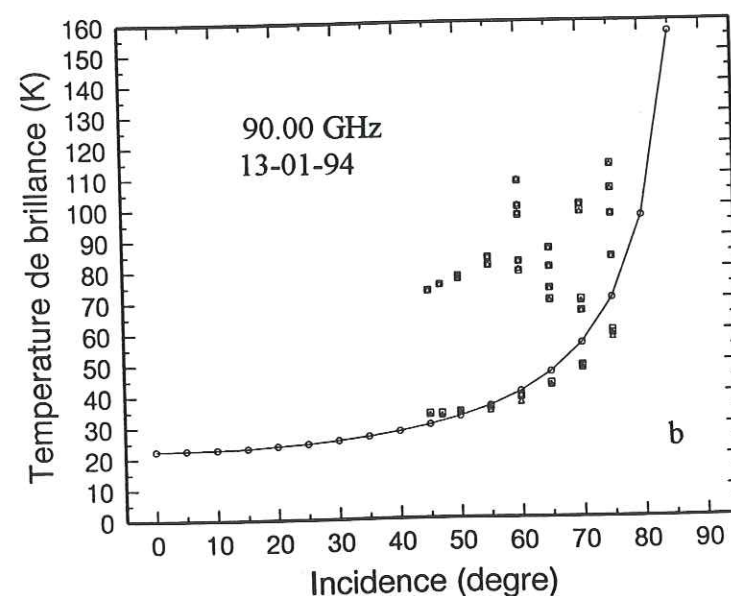
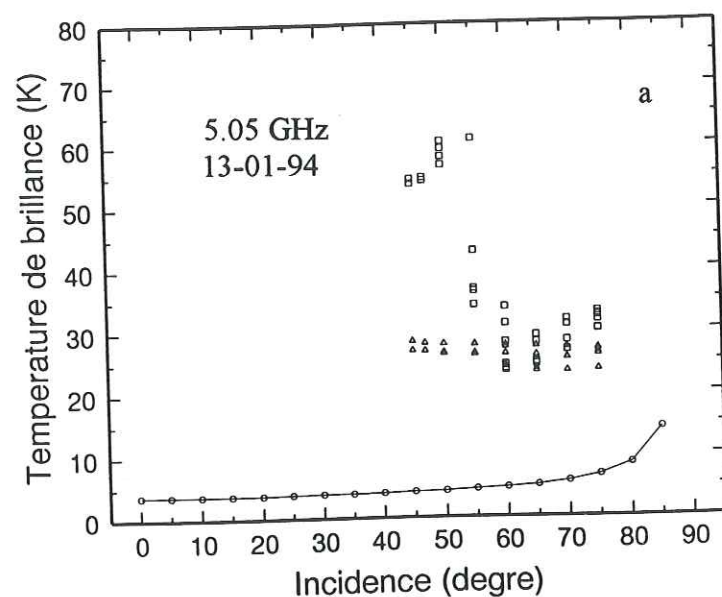


Fig. IV.19 : * Températures de brillance modélisées ciel nuageux, profil de Chamonix le 13/01: cercle
 * Températures de brillance mesurées par PORTOS le 13/01 et étalonnées charges chaudes et charge azote, H: triangle, V: carré
 a- 5.05 GHz b- 90.00 GHz

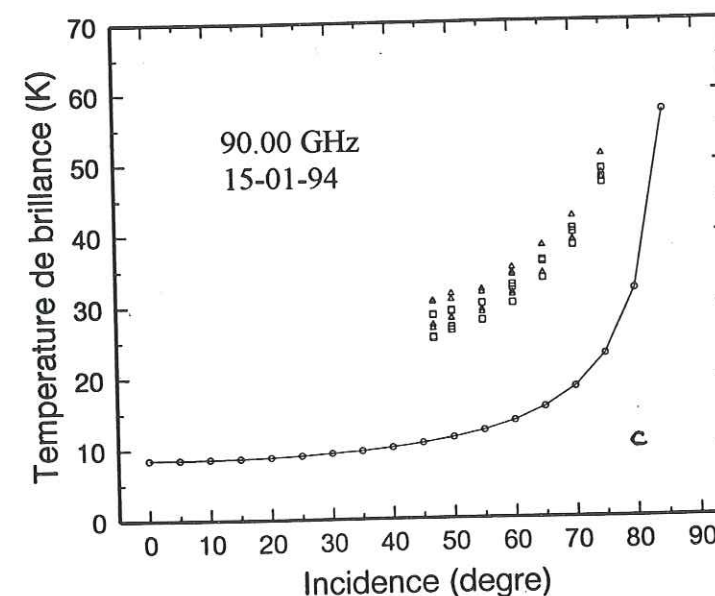
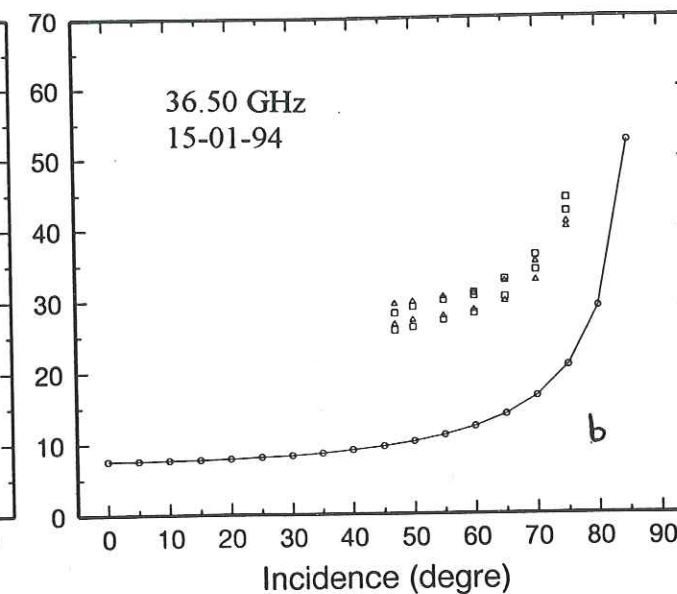
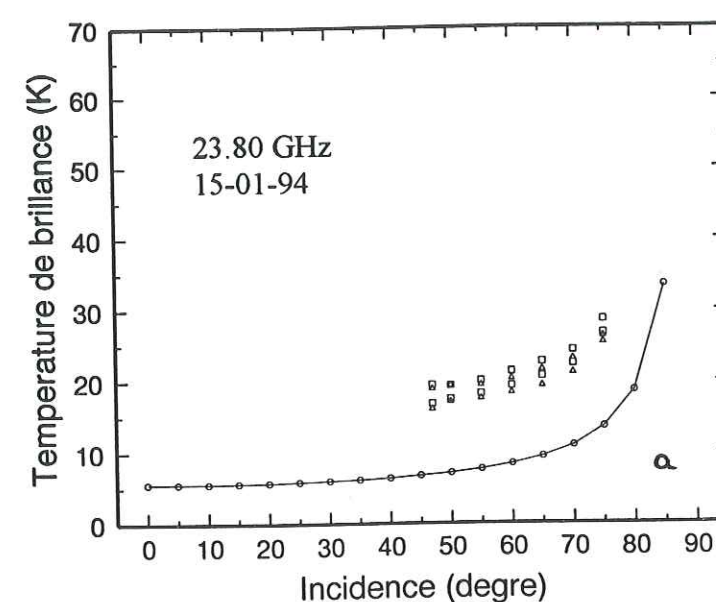


Fig. IV.20 : * Températures de brillance modélisées ciel clair, profil de Chamonix le 15/01: cercle
 * Températures de brillance mesurées par PORTOS le 15/01, étalonnées charges chaudes et charge azote H: triangle, V: carré
 a- 23.80 GHz b- 36.50 GHz c- 90.00 GHz

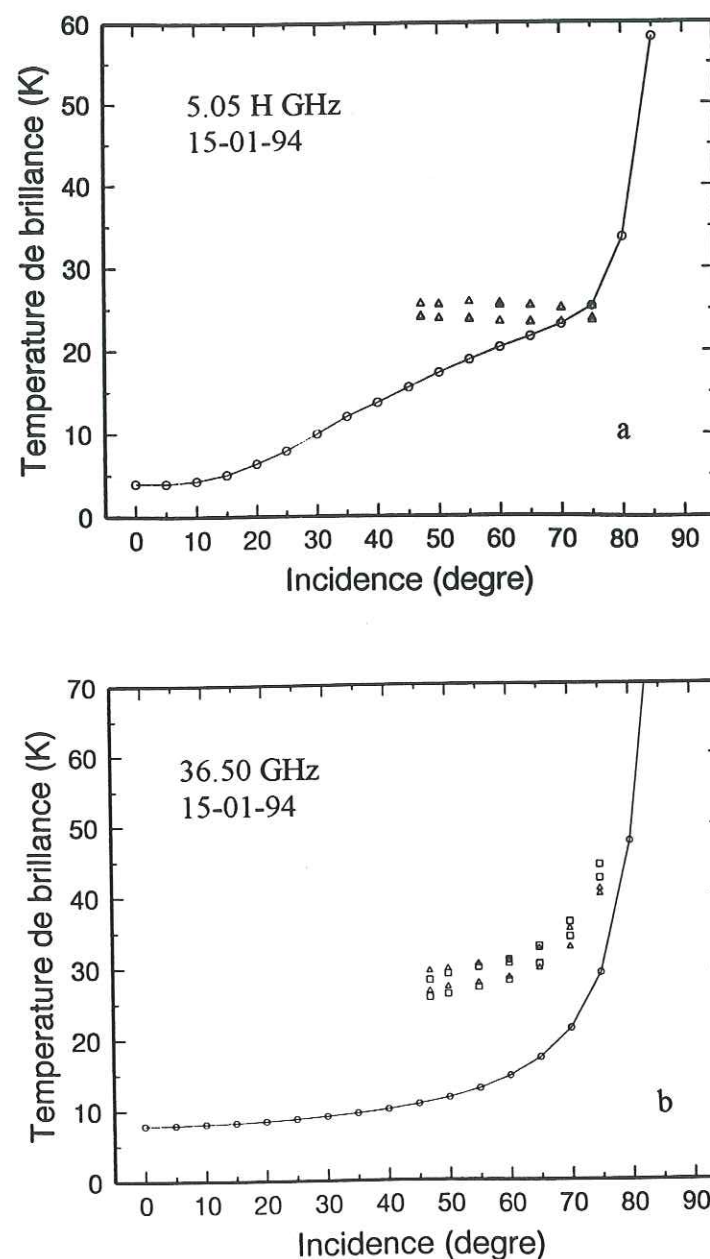


Fig.IV.21: * Températures de brillance modélisées ciel clair, corrigées du diagramme d'antenne, profil de Chamonix le 15/01: cercle
 * Températures de brillance mesurées par PORTOS le 15/01, étalonnées charges chaudes et charge azote H: triangle, V: carré
 a- 5.05 GHz b- 36.50 GHz

negatives et pour l'incidence un peu particulière de 90°. La figure IV.21 présente les modélisations de la température de brillance du ciel recalculées en tenant compte du diagramme d'antenne pour le canal 5.05 GHz et 36.50 GHz ; elles sont à nouveau comparées aux mesures PORTOS étalonnées charges chaudes et charge azote. La correction sur les températures de brillance modélisées est importante, pour la fréquence 5.05 GHz ; elle est plus faible pour les autres fréquences, comme le 36.50 GHz et concerne surtout les fortes incidences où elle est de l'ordre de 2K à 50° et de 5K à 70°. Cependant, les mesures PORTOS restent encore nettement supérieures aux modélisations corrigées du diagramme d'antenne. Nous accordons une bonne confiance aux modélisations de la température radiométrique du ciel, particulièrement la journée de ciel clair du 15-01-94 et l'étalonnage sur charges chaudes ne pose pas de problème. Par contre, comme nous l'avons vu, l'étalonnage sur charge azote est moins précis à cause des problèmes d'interférences entre la face antenne et la surface d'azote. De plus, il subsiste des incertitudes sur les modélisations du ciel corrigées du diagramme d'antenne, du fait des hypothèses de travail utilisées : nous avons considéré une scène non polarisée et de révolution, des diagrammes d'antenne modélisés simplifiés et symétriques, le profil de scène en entrée est constitué des mesures de la neige de PORTOS. Toutes ces raisons pourraient expliquer les différences observées entre les mesures PORTOS étalonnées charges chaudes et charge azote et les modélisations de la température de brillance du ciel corrigées du diagramme d'antenne.

Par contre, si on change la droite d'étalonnage, en fixant les points chauds dont nous sommes sûrs, de manière à ce que celle-ci passe par les points ciel, ceci implique une variation d'environ 4 °K sur les mesures neige étalonnées (Cf. Fig.IV.11).

On peut également invoquer le fait que jusqu'à présent l'étalonnage a été supposé linéaire, mais que cette hypothèse de linéarité n'a pas été vraiment testée.

2. 5. Utilisation des mesures et des modélisations de la température radiométrique du ciel dans les procédures d'étalonnage

2. 5. 1. Cas du 5.05 GHz

(Grosjean et Decramer, 1994)

Pour la fréquence 5.05 GHz, les mesures PORTOS sont particulièrement fortes par rapport aux modélisations du ciel, avec un décrochement important à la polarisation V entre 45° et 55° d'incidence. Il semble que ce soit un effet des lobes d'antenne secondaires de PORTOS, pour cette fréquence de faible efficacité. La forte augmentation observée sur la polarisation

verticale pourrait être due à un effet du câble. Cette augmentation brutale et anormale des températures de brillance n'est pas visible aux autres fréquences.

On peut voir sur la figure IV.21, que pour les fortes incidences, la présence proche de la neige engendre une correction importante (20K pour une incidence de 75°) ; à 45° elle est de 11.5K. Pour des incidences inférieures à 20°, les valeurs modélisées et corrigées sont sensiblement les mêmes. La correction des températures de modélisation du ciel est en moyenne de 16K. Les mesures PORTOS se situant entre 43° et 75° d'incidence, cette correction paraît nécessaire, afin que les mesures ciel de PORTOS et les modélisations ciel puissent servir comme points de référence aux températures froides. Les valeurs ciel corrigées ont alors été utilisées pour valider les méthodes de calcul des droites d'étalonnage. Les résultats des différentes méthodes d'étalonnage sont résumés dans le tableau IV. 2 ci-dessous :

Dans les tableaux suivants sont indiqués les coefficients (A et B) des droites de régression, la moyenne des valeurs du modèle ciel corrigé et la moyenne des valeurs ciel et azote dites " calculées " par projection des mesures PORTOS sur les droites d'étalonnage ($T_{cal}=A \cdot T_{aff}+B$) prenant en compte :

- cas n°1 - points chauds
- cas n°2 - moyenne points chauds
- cas n°3 - points chauds + points azote
- cas n°4 - moyenne points chauds + moyenne points azote
- cas n°5 - moyenne points chauds + moyenne points azote + moyenne points ciel corrigés.

JOUR 13	A	B	Modèle corrigé Ciel (K)	Valeurs calculées Ciel (K)	Valeurs calculées Azote (K)
cas n°1	1,202	-30,66	21,7 (5,4)	25,3	74,9 (75)
cas n°2	1,208	-32,33	21,7	23,9	73,7
cas n°3	1,201	-30,32	21,7	25,6	75,1
cas n°4	1,202	-30,55	21,7	25,4	75,0
cas n°5	1,212	-33,21	21,7	23,2	73,2

JOUR 15	A	B	Modèle corrigé Ciel (K)	Valeurs calculées Ciel (K)	Valeurs calculées Azote (K)
cas n°1	1,130	-10,90	21,1 (5,0)	29,2	79,3 (75)
cas n°2	1,128	-10,12	21,1	30,0	79,9
cas n°3	1,150	-16,79	21,1	24,1	75,0
cas n°4	1,152	-16,82	21,1	24,1	75,2
cas n°5	1,160	-18,90	21,1	22,3	73,7

(entre parenthèses sont indiquées les moyennes des valeurs du modèle ciel non corrigé et la modélisation de la température d'ébullition de l'azote)

Tableau IV.2 : Les différents étalonnages du 5.05 GHz.

L'étalonnage calculé avec la moyenne des points chauds et la moyenne des points azote (celui du cas n° 4) a été choisi, l'étalonnage sur charges chaudes seules ne permettant pas de disposer d'un large domaine de températures de brillance .

Cependant, pour ce qui concerne le 5.05 GHz, les points ciel n'ont pas été pris en compte dans le calcul des droites d'étalonnage car les anomalies observées sur les mesure, la modélisation du diagramme d'antenne pour cette fréquence, la convolution par ce diagramme et la description de la scène observée par PORTOS entraînent des incertitudes sur la correction des valeurs de référence.

2. 5. 2. Cas du 10.65 GHz (Decramer et Grosjean, 1995)

Une étude du même type a été réalisée pour l'étalonnage du 10.65 GHz ; pour cette fréquence des instabilités de caractéristique donnent des variations de l'ordre de 10K sur les étalonnages chauds et de 30K sur les étalonnages cryogéniques. La prise en compte des points ciel dans le calcul des droites d'étalonnage semble indispensable dans la mesure où très peu de points de référence dans le domaine des températures chaudes sont exploitables et où les points du domaine des températures froides ne sont pas utilisables.

Comme précédemment, les mesures ciel de PORTOS ont été corrigées en tenant compte du diagramme d'antenne et de la scène observée ; la correction est de 30K pour une incidence de 75°, de 5K à 60° et de 2K à 47°. Les températures de brillance corrigées du ciel ont donc été intégrées dans le calcul des droites d'étalonnage du 10.65 GHz, en éliminant les mesures aux angles d'incidence supérieurs à 70°, car ces températures sont plus perturbées par l'environnement. Cette méthode a permis de disposer de points froids, donc d'améliorer nettement l'étalonnage du 10.65 GHz et d'obtenir une précision équivalente à celle des autres canaux.

2. 6. Conclusion

L'étalonnage des données PORTOS de Janvier 94, pour les canaux 5.05, 23.80, 36.50 et 90.00 GHz est pour le moment celui obtenu à partir des points chauds et des points azote. Les mesures ciel ont été intégrées dans le calcul des droites d'étalonnage, pour le canal 10.65 GHz seulement. Cette méthode a permis d'obtenir une précision pour cette fréquence équivalente à celle des autres canaux. Les mesures PORTOS d'Octobre 93 sont étalonnées sur charges chaudes seulement. Les coefficients d'étalonnage utilisés pour toutes les fréquences et pour les trois journées de mesures sont donnés dans le tableau IV.3 qui suit :

Fréquence (GHz)	09-10-93		13-01-94		15-01-94	
	a	b	a	b	a	b
5H	1.04	11.8	1.201	-30.319	1.153	-16.791
5V	0.913	39.6	1.031	8.566	1.017	12.429
10H	1.281	-84.9	1.125	-39.251	1.053	-13.9
10V	1.791	-245.4	1.904	-279.679	2.409	-432.4
23H	1.043	-13.4	1.082	-24.556	1.069	-20.114
23V	1.105	-30.9	1.154	-44.656	1.137	-39.261
36H	0.949	17.3	0.982	11.423	0.968	15.907
36V	0.931	24.4	0.973	14.245	0.956	19.130
90H	0.955	8.3	1.124	-43.651	1.098	-35.738
90V	1.03	-13.3	1.206	-66.765	1.175	-57.059

Tableau IV.3 : Coefficients d' étalonnages pour tous les canaux, $TB_{\text{étal.}} = a * TB_{\text{aff.}} + b$.

Précision des étalonnages PORTOS

Tableaux IV.4 : Erreur quadratique moyenne des points d' étalonnage par rapport à la droite d' étalonnage pour tous les canaux, les deux jours de mesure de Janvier 94.

Fréquence (GHz)	13-01-94	15-01-94
5H	3.5 K	3.5 K
5V	4.8	5.3
10H	2.6	2.0 (ciel)
10V	1.2	5.0 (ciel)
23H	1.1	2.1
23V	1.2	1.4
36H	0.8	1.3
36V	0.9	1.0
90H	0.4	0.8
90V	0.3	1.2

Les mesures des températures de brillance du ciel à plusieurs angles d'incidence permettent de disposer de plusieurs points d'étalonnage froids. Il est prévu de prendre en compte les mesures ciel et les modélisations ciel corrigées du diagramme d'antenne dans le calcul des droites d'étalonnage, pour tous les canaux de PORTOS. Ceci devrait permettre de préciser l'étalonnage absolu dans le domaine des températures de brillance froides. Cependant il ne faut pas oublier que des incertitudes subsistent sur les valeurs ciel corrigées de part la modélisation du diagramme d'antenne et la modélisation du profil de scène observé par PORTOS (hypothèse de révolution, présence du relief proche, scène non polarisée). De plus, l'exploitation des mesures ciel de PORTOS pour les fortes fréquences, en présence de nuages, brume ou brouillard, comme le 13 Janvier, reste délicate, du fait de la forte dispersion des données. Cependant, dans le cas du 10.65 GHz où l'étalonnage sur charges azote n'était pas exploitable, les données ciel se sont avérées très utiles.

Les comparaisons entre les modélisations et les mesures PORTOS de la température radiométrique du ciel, a permis de mettre e évidence d' éventuels problèmes dans l'étalonnage dus à des imprécisions sur la mesure azote à cause de la formation d'ondes stationnaires et la création d'interférences entre la face antenne de PORTOS et la surface d'azote réfléchissante (Grosjean et Sand, 1994) ; les mesures ciel pourraient peut-être constituer un point étalonnage plus fiable que celui sur charge azote. Cependant cette incertitude sur le point froid affecte peu les mesures neige, d'environ 4 °K seulement.

Des campagnes de mesures PORTOS se sont déroulées en Mai et Septembre 1994 (Campagnes IGN) ; le 13 et 15 Mai le radiomètre PORTOS embarqué sur l'ARAT (Avion de Recherche Atmosphérique et de Télédétection) a réalisé des vols technologiques au dessus de la Manche en baie de Somme. Ces campagnes de mesures ont tendance à montrer que les températures observées par PORTOS et étalonnées sur charges chaudes et charge azote sont supérieures aux modélisations, comme c'est notre cas quand on compare les modélisations de la température radiométrique du ciel corrigées du diagramme d'antenne et les mesures de celle-ci avec PORTOS. En effet, les mesures PORTOS sur la mer ont été comparées à des modèles sensibles à la variation du vent ; le biais maximum observé est de 6 à 7 K (pour 10 GHz), mais en moyenne quand le biais existe, il est de 3 à 4 K. Ce biais de 3-4 K pour des températures de brillance de l'ordre de 150 K est compatible l' écart de 4 °K que l'on obtient sur les mesures neige en utilisant une droite d' étalonnage passant par les points ciel.

Pour de futures mesures avec PORTOS, afin de corriger les modélisations ciel, il sera nécessaire de caractériser les scènes vues par le radiomètre pour tout le débatement de PORTOS, du nadir jusqu'à 45° au-dessus de l'horizontale, comme cela a été fait le 15 Janvier.

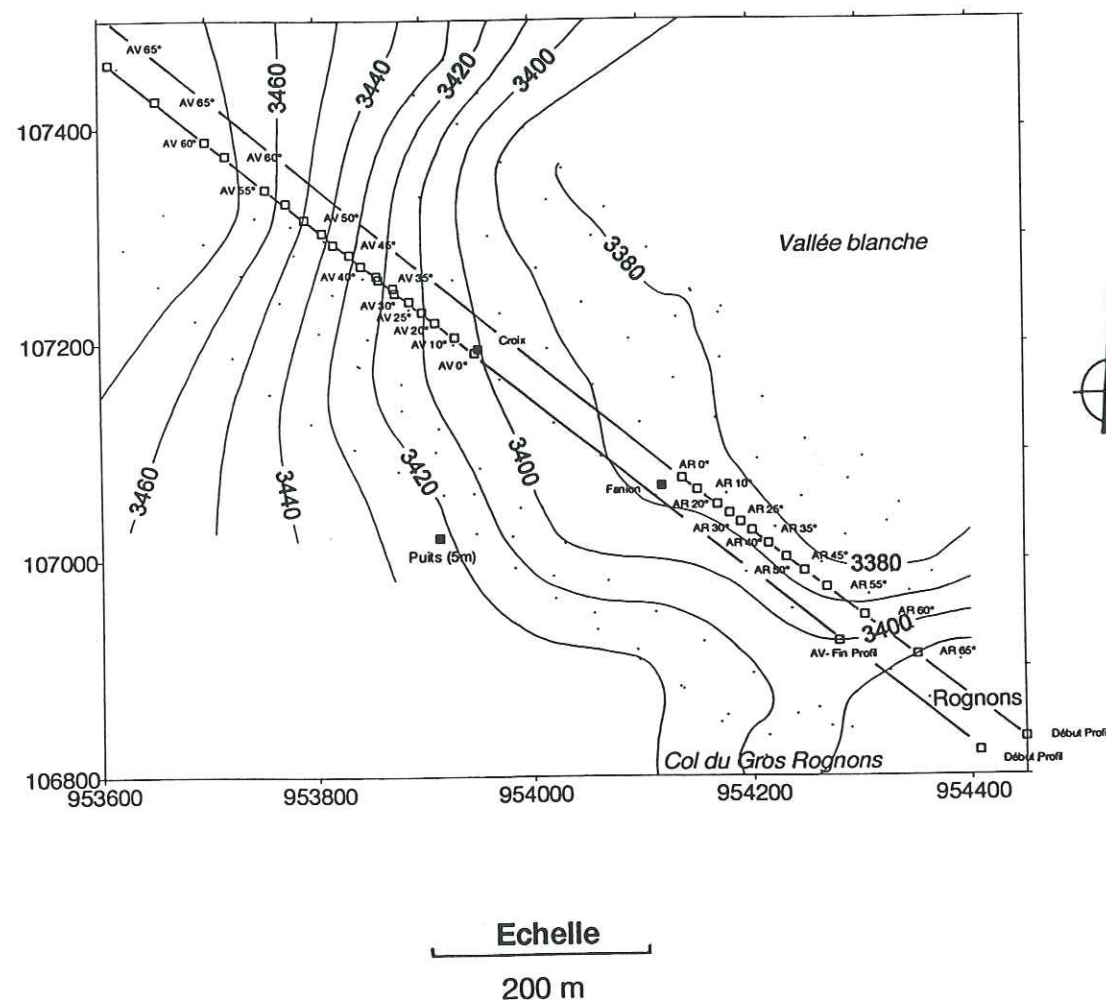


Fig.IV.22 : Topographie du site de mesure dans le système Lambert de l'IGN, positions des cabines pour chaque angle d'incidence en visées arrière (AR) et avant (AV), des repères visés au sol (croix et fanion), du sondage stratigraphique (puits).

3. Angles locaux d'incidence correspondant aux angles de visée de PORTOS

3. 1. Introduction

Lors des mesures Portos, nous avons visé toujours le même site à plusieurs angles d'incidence, ceci en déplaçant le radiomètre sur le câble. Les mesures ont été réalisées sous deux configurations, PORTOS avant et PORTOS arrière. La cabine Portos est accrochée au câble de la télécabine à une hauteur de 100 m environ, l'angle d'ouverture de Portos à -20 dB est de 30° ; par conséquent, les taches au sol vues par le radiomètre aux différentes incidences sont très variables et relativement grandes aux forts angles.

i	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	65°
grand axe (m)	54	55	61	73	96	144	273	448
petit axe (m)	54	54	58	63	74	93	138	191

Tableau IV.5 : Dimensions des taches au sol vues par le radiomètre PORTOS à différents angles de visée. Si le sol est plat, ce sont des ellipses.

Le site de mesure n'étant pas parfaitement plat et homogène, en particulier sur les bords, nous allons déterminer, pour chaque incidence de visée, l'angle local d'incidence au sol à partir de la topographie et de la position de la cabine.

3. 2. Topographie du site

Au cours de l'expérimentation PORTOS, nous avons réalisé une topographie du site de mesure, ainsi que le relevé des positions de la cabine PORTOS à chaque incidence, en visée arrière et avant (Fig.IV.22). L'ensemble des points topographiés est exprimé en coordonnées (X, Y, Z) dans le système Lambert de l'IGN. A partir de l'échantillonnage des points topographiés au sol, soit environ un point tous les 50m, une grille plus précise de 20m x 20m a été interpolée.

La topographie nous permet alors de déterminer la normale au sol en chaque noeud de la grille. La pente est calculée en chaque noeud de grille du modèle numérique de terrain en

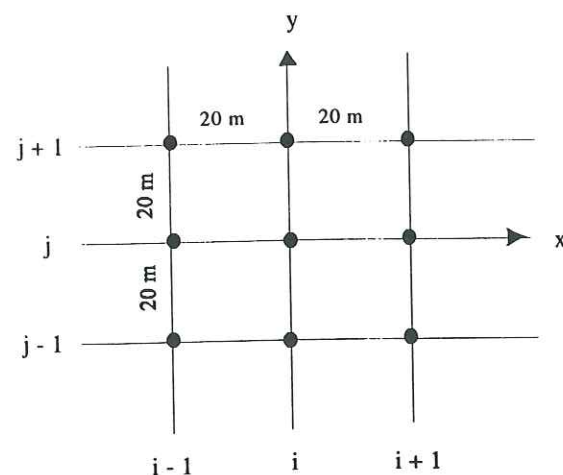


Fig. IV.23 : Définition de la normale en tout point (i,j) de grille.

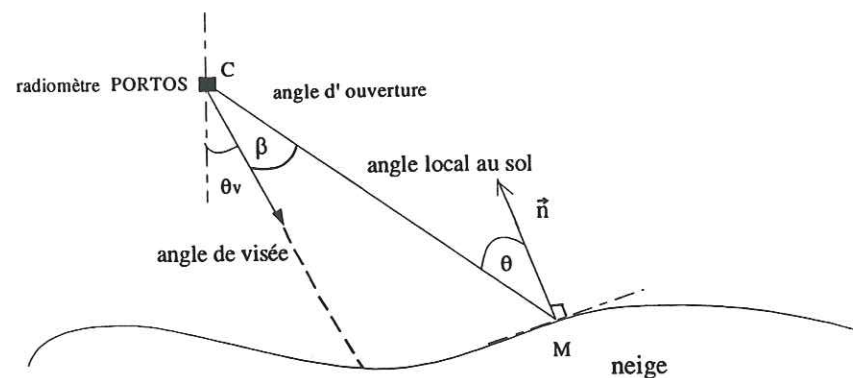


Fig. IV.24 : Géométrie du problème.

moyennant sur 40m x 40m, soit sur les noeuds voisins.

La normale n en un point (i,j) de grille est définie par :

$$n = x \wedge y$$

(Cf. Fig.IV.23)

Les coordonnées du vecteur x sont $(1, 0, \Delta z_x)$

Les coordonnées du vecteur y sont $(0, 1, \Delta z_y)$

Les coordonnées de la normale n $(-\Delta z_x, -\Delta z_y, 1)$, sont donc :

$$\Delta z_x = \frac{(Z_{(i+1,j+1)} - Z_{(i-1,j+1)}) + (Z_{(i+1,j)} - Z_{(i-1,j)}) + (Z_{(i+1,j-1)} - Z_{(i-1,j-1)})}{120}$$

$$\Delta z_y = \frac{(Z_{(i+1,j+1)} - Z_{(i+1,j-1)}) + (Z_{(i,j+1)} - Z_{(i,j-1)}) + (Z_{(i-1,j+1)} - Z_{(i-1,j-1)})}{120}$$

3. 3. Angle d'incidence local en tout noeud de la grille pour chaque visée de PORTOS

(Cf. Fig.IV.24)

Les coordonnées d'un point de grille au sol sont (X_m, Y_m, Z_m) .

Les coordonnées de la cabine Portos pour une visée donnée sont (X_p, Y_p, Z_p) .

Les coordonnées de la normale au sol n sont (X_n, Y_n, Z_n) .

L'angle local θ en un noeud de grille s'exprime de la façon suivante :

$$\cos \theta = \frac{X_n(X_p - X_m) + Y_n(Y_p - Y_m) + Z_n(Z_p - Z_m)}{\sqrt{(X_m - X_p)^2 + (Y_m - Y_p)^2 + (Z_m - Z_p)^2} \cdot \sqrt{X_n^2 + Y_n^2 + Z_n^2}}$$

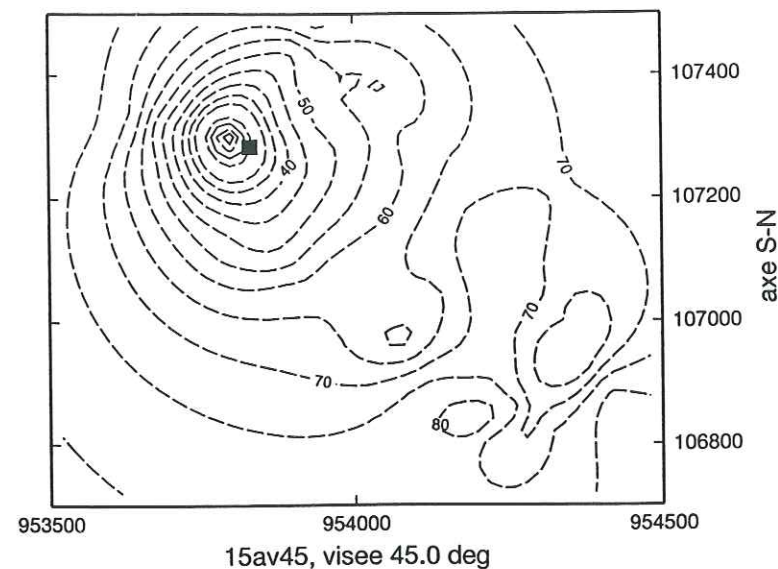


Fig.IV.25 : Courbes iso-niveaux des angles locaux d'incidence au sol (°) pour Portos (carré noir) en visée 45° avant.

Nous calculons pour chaque position de cabine l'angle local d'incidence au sol en chaque noeud de la grille. Ce jeu de valeurs permet de tracer des courbes iso-niveaux d'angle au sol pour chaque visée de PORTOS (Fig.IV.25)

3. 4. Angle entre la direction de visée et le vecteur Portos-point au sol

Le vecteur \mathbf{v} décrit le vecteur visée. Il est défini pour un angle d'incidence θ_v par rapport au nadir, et pour un angle φ correspondant à l'orientation de la cabine, soit à la direction des câbles, θ_v varie de 0° à 65°, $\varphi=38.77^\circ$ (+180° pour les visées arrière). L'angle β décrit l'angle d'ouverture de l'antenne, par rapport au vecteur \mathbf{v} .

Les coordonnées des différents vecteurs sont les suivantes (Fig.IV.24) :

Coordonnées d'un point de grille (X_m, Y_m, Z_m)

Coordonnées de la cabine Portos pour une visée donnée (X_p, Y_p, Z_p)

Coordonnées du vecteur \mathbf{v} (X_v, Y_v, Z_v) soit $(+\sin\theta\cos\varphi, -\sin\theta\sin\varphi, -\cos\theta)$, de norme 1.

L'ouverture d'antenne β correspondant à chaque noeud de la grille est donnée par :

$$\cos\beta = \frac{X_v(X_m - X_p)Y_v(Y_m - Y_p)Z_v(Z_m - Z_p)}{\sqrt{(X_m - X_p)^2 + (Y_m - Y_p)^2 + (Z_m - Z_p)^2}}$$

Nous calculons l'angle β en tout noeud de la grille.

Le jeu de valeurs ainsi calculées permet de tracer les courbes iso-niveaux égales à 6° et à 15° correspondant respectivement aux lobes à -3 dB (angle d'ouverture de 12°) et à -20 dB (angle d'ouverture de 30°) des antennes Portos. Ce sont pratiquement des ellipses qui peuvent être visualisées sur la carte. Pour un sol parfaitement plat, nous obtiendrions deux ellipses non déformées, par contre, une ellipse très déformée montre un effet de topographie important. C'est le cas pour les fortes incidences, 65° et plus, où les taches au sol sont très grandes ; ceci se manifeste particulièrement en visée avant où les antennes du radiomètre regardent les pentes élevées sous la gare intermédiaire (Fig.IV.26). Pour les incidences inférieures à 65°, les ellipses au sol sont relativement bien définies (Fig.IV.27).

3. 5. Correction de l'angle local d'incidence sur les mesures PORTOS

Prendre en compte de manière rigoureuse la topographie au sol via le diagramme d'antenne nécessite de mettre en oeuvre une intégrale assez complexe. Suite à nos calculs, on peut voir que la variation d'angle local d'incidence à l'intérieur de chaque ellipse correspond

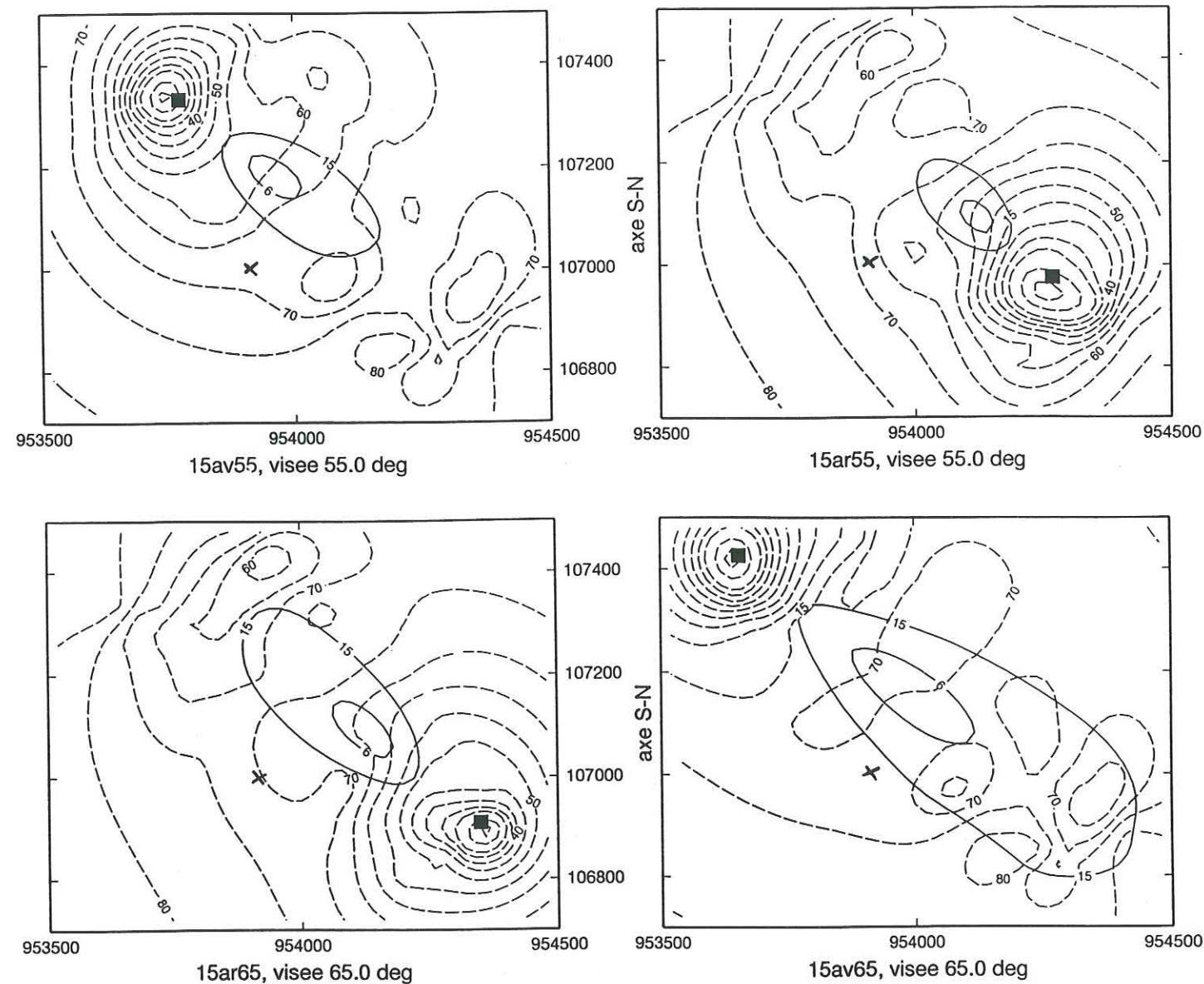


Fig.IV.26 : Courbes iso-niveaux des angles locaux d'incidence au sol (°) pourPortos (carré noir) en visées 55° et 65° avant et arrière. Les taches au sol aux angles d'ouverture d'antenne -3 dB (12°) et -20 dB (30°) sont représentées en trait plein. L'emplacement du puits à l'extérieur du site de mesure radiométrique, où les mesures de terrain ont été effectuées est indiqué par la croix.

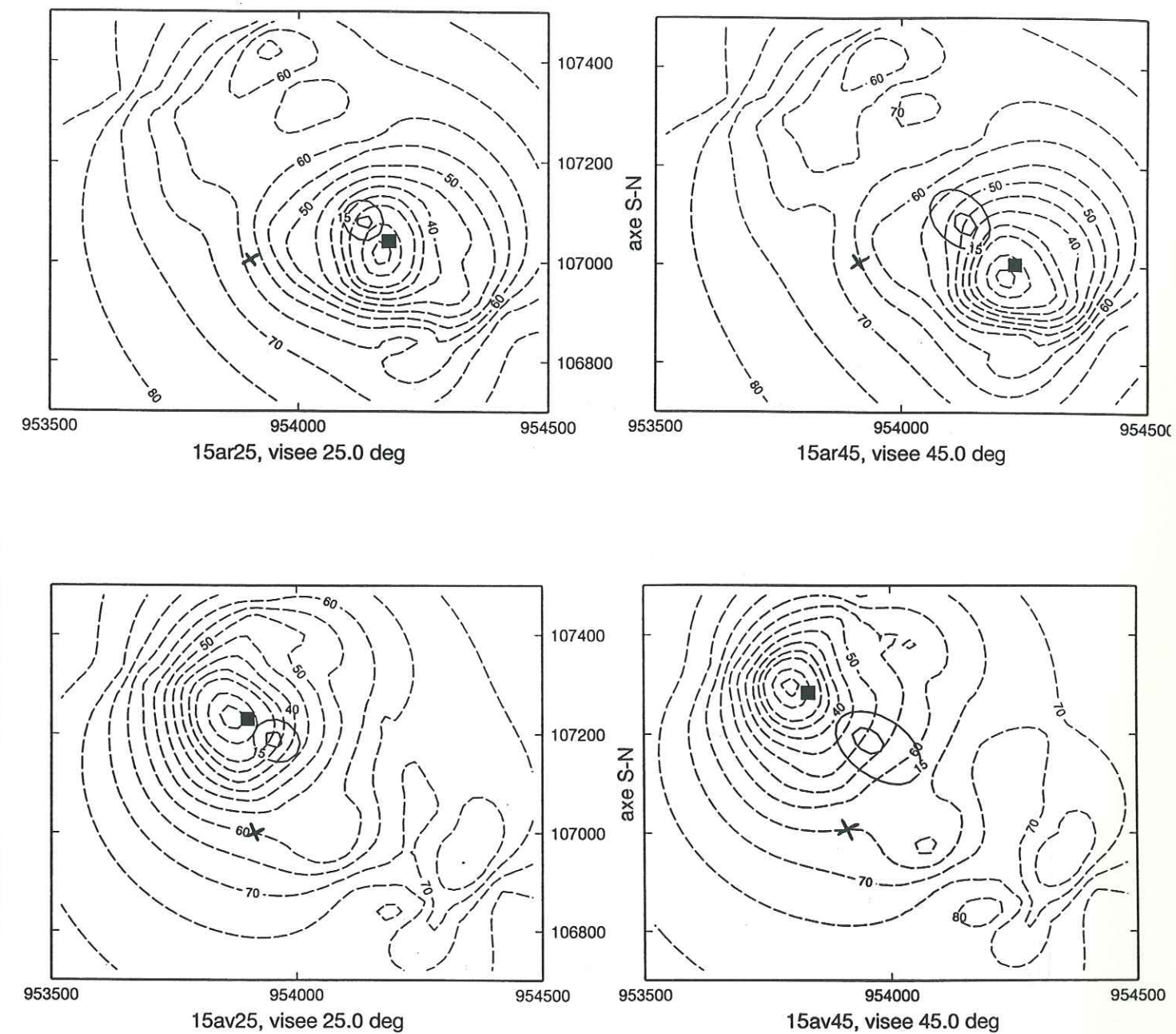


Fig.IV.27 : Courbes iso-niveaux des angles locaux d'incidence au sol (°) pourPortos (carré noir) en visées 25° et 45° avant et arrière. Les taches au sol aux angles d'ouverture d'antenne -3 dB (12°) et -20 dB (30°) sont représentées en trait plein. L'emplacement du puits à l'extérieur du site de mesure radiométrique, où les mesures de terrain ont été effectuées est indiqué par la croix.

	incidences la	au tache	centre de	de mesure		différence av - ar
13av00	11,86605		13ar00	9,64584		2,22021
13av10	19,6208		13ar10	11,78623		7,83457
13av20	27,35774		13ar20	20,58454		6,7732
13av25	32,15567		13ar25	25,77894		6,37673
13av30	38,40843		13ar30	30,57005		7,83838
13av35	42,98285		13ar35	34,64706		8,33579
13av40	46,32587		13ar40	39,93634		6,38953
13av45	52,25323		13ar45	44,91883		7,3344
13av50	57,07669		13ar50	50,00169		7,075
13av55	61,72943		13ar55	53,77336		7,95607
13av60	66,64391		13ar60	58,80344		7,84047
13av65	71,31724		13ar65	63,32622		7,99102
15av00	8,15528		15ar00	9,15883		-1,00355
15av10	13,99399		15ar10	11,20373		2,79026
15av20	29,65521		15ar20	18,31975		11,33546
15av25	34,15343		15ar25	23,267		10,88643
15av30	38,40843		15ar30	27,56083		10,8476
15av35	42,98285		15ar35	32,55317		10,42968
15av40	46,97727		15ar40	37,45355		9,52372
15av45	52,28501		15ar45	42,67998		9,60503
15av50	56,60892		15ar50	47,18708		9,42184
15av55	60,82735		15ar55	54,39053		6,43682
15av60	65,67545		15ar60	57,66894		8,00651
15av65	69,90885		15ar65	63,35294		6,55591

Tableau IV.6 : Angles d' incidence local au centre de la tache au sol pour chaque visée PORTOS, le 13 et le 15 Janvier.

essentiellement aux angles décrits par l'ouverture d'antenne avec des visées variant de $\theta_v -15^\circ$ à $\theta_v +15^\circ$ pour le lobe à -20 dB, la pente à l'intérieur de chaque tache étant relativement homogène. De plus, nous avons vu que le diagramme d'antenne avait un effet négligeable sur les mesures neige, excepté pour la fréquence 5.05 GHz. Nous nous contentons donc en première approximation de calculer l'angle local d'incidence au centre de la tache au sol et de remplacer l'angle de visée donné par Portos par cet angle d'incidence local. Pour déterminer cet angle, nous recherchons le point de grille correspondant au β le plus petit, c'est à dire le point de grille se rapprochant le plus de la direction de visée et par conséquent du centre de la tache au sol. L'angle d'incidence local correspond à l'angle θ au noeud ainsi déterminé, il est calculé à partir de l'expression du paragraphe 3.3. Les angles locaux d'incidence pour chaque visée sont donnés dans le tableau IV. 6 ci-contre.

3. 6. Conclusion

La correction de l'angle d'incidence consiste donc à remplacer l'angle de visée θ_v donné par le dispositif PORTOS par l'angle d'incidence local calculé au centre de la tache au sol car la pente à l'intérieur des taches est relativement homogène. Les valeurs de roulis et tangage enregistrées au cours des mesures sont faibles ($< 2^\circ$) et nous n'en tenons pas compte.

4. Les mesures radiométriques de PORTOS étalonnées

4. 1. Résumé des traitements effectués sur les données PORTOS

L'effet des lobes d'antenne larges de PORTOS a été étudié à partir d'un cas théorique, en convoluant des températures de brillance de la neige modélisées par les diagrammes d'antenne des différentes fréquences. Les différences entre les températures radiométriques de la neige initiales et convoluées sont négligeables aux fréquences 10.65, 23.80, 36.50 et 90.00, aux incidences correspondant à celles des mesures radiométriques réalisées avec PORTOS. Par contre, cet effet est important à la fréquence 5.05 GHz ; mais les incertitudes sur la modélisation du diagramme d'antenne et de la scène observée, à cette fréquence, ne permettent pas d'obtenir une déconvolution valable. Compte tenu de ces résultats, les mesures des températures radiométriques de la neige n'ont pas été déconvoluées de l'effet du diagramme d'antenne.

Les mesures de PORTOS sont étalonnées sur charges chaudes et charge azote, à l'exception

du canal 10.65 GHz pour lequel les points ciel ont été inclus dans l'étalonnage. Compte tenu des différentes incertitudes, effets des lobes d'antenne, linéarité de l'étalonnage, imprécision sur le point azote, pureté des polarisations, l'incertitude absolue sur les mesures PORTOS est de l'ordre de 5 K. Les expériences récentes sur la mer ont permis de confirmer ce résultat.

La topographie du site de mesure a également été prise en compte, en recalculant pour chaque visée de PORTOS, l'angle d'incidence local au centre de la tache au sol.

4. 2. Températures de brillance en fonction de l'angle local d'incidence

Les mesures PORTOS ont été réalisées pour des angles de visée allant du nadir (0°) à 65°. Au delà de 65°, les taches au sol étaient beaucoup trop grandes par rapport à la surface du site de mesure dont nous disposions. Les mesures d'Octobre sur le site 1 sont présentées figure IV.28. Elles sont étalonnées sur charges chaudes seulement et ne sont pas corrigées de l'angle local d'incidence, la topographie du site 1 effectuée en Octobre étant beaucoup trop succincte ; d'après la carte IGN, il faudrait diminuer l'angle de visée de 5° à 6°. Seules les mesures en configuration PORTOS arrière sont données, les premières mesures en configuration PORTOS avant sont peu fiables, le radiomètre n'ayant pas atteint sa température de fonctionnement. Les mesures du 13 et du 15 Janvier, sur le site 2, aux deux configurations, sont présentées figures IV.29, IV.30, IV.31 et IV.32. Elles sont étalonnées sur charges chaudes et charges froides, à l'exception du 10.65 GHz qui, comme on l'a vu

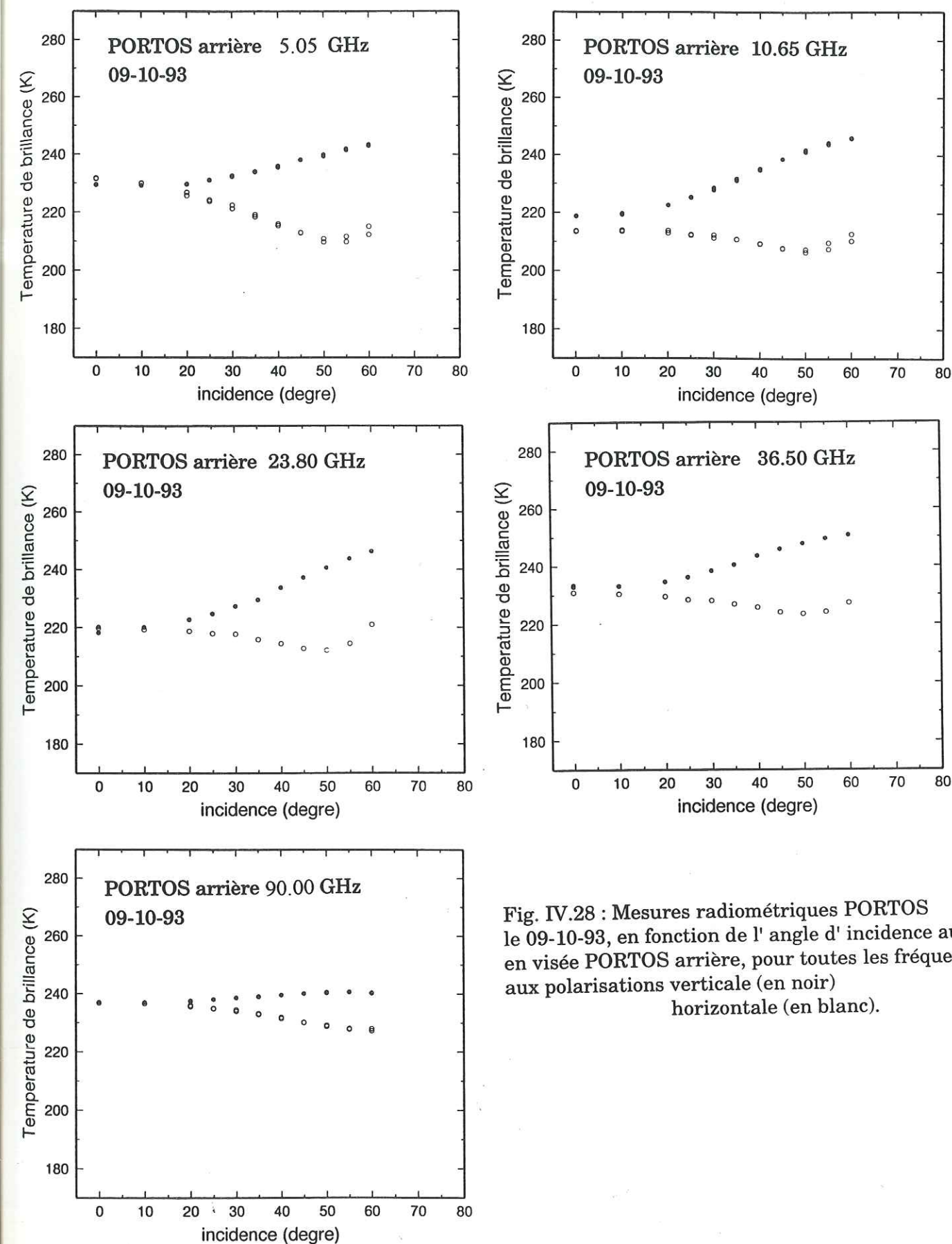


Fig. IV.28 : Mesures radiométriques PORTOS le 09-10-93, en fonction de l' angle d' incidence au sol, en visée PORTOS arrière, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) horizontale (en blanc).

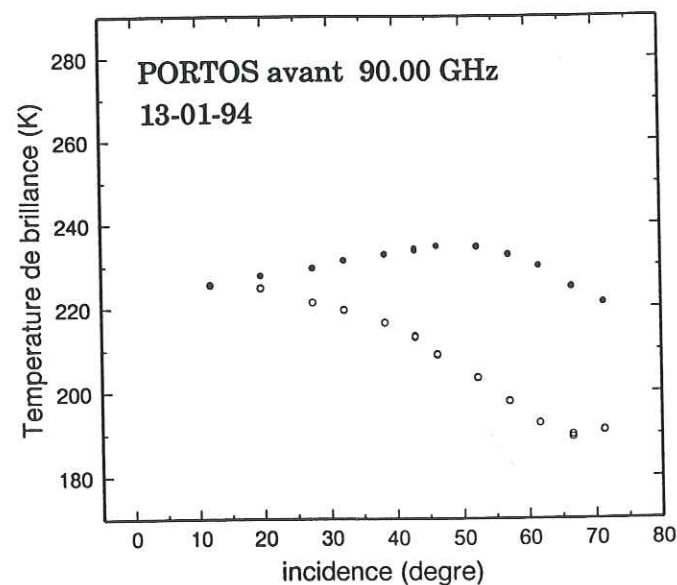
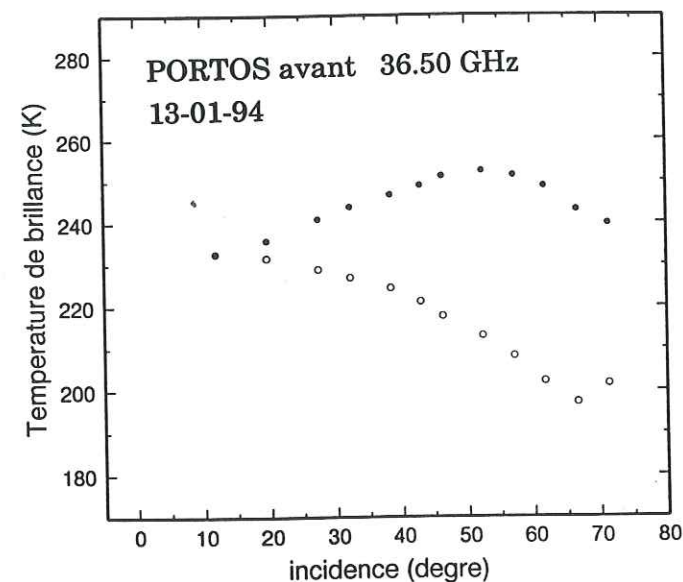
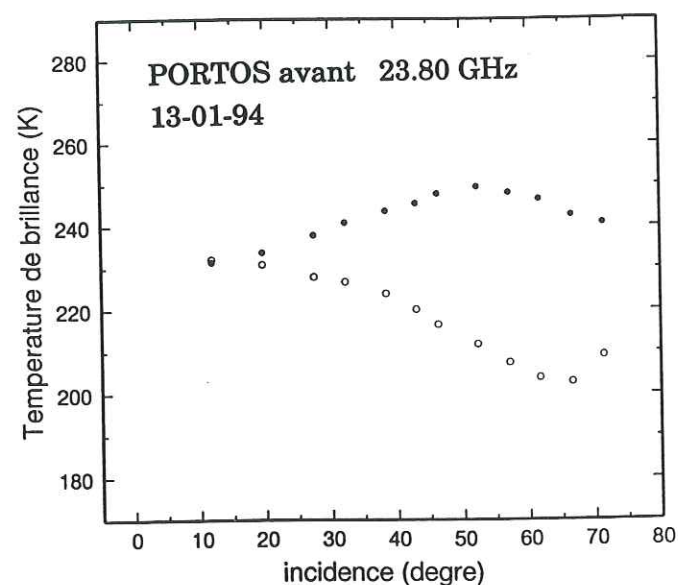
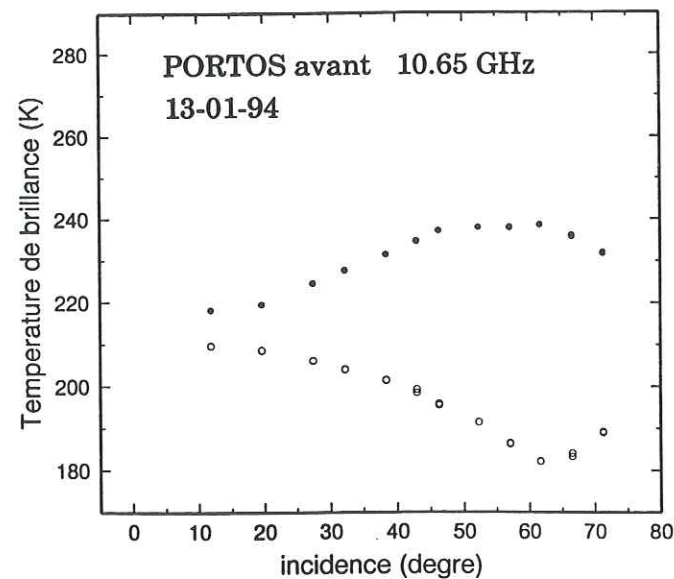
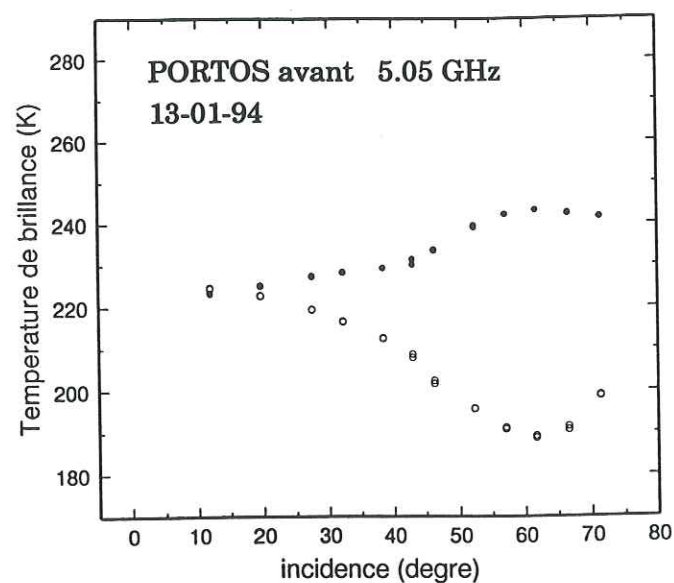


Fig. IV.29 : Mesures radiométriques PORTOS le 13-01-94, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS avant, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) horizontale (en blanc).

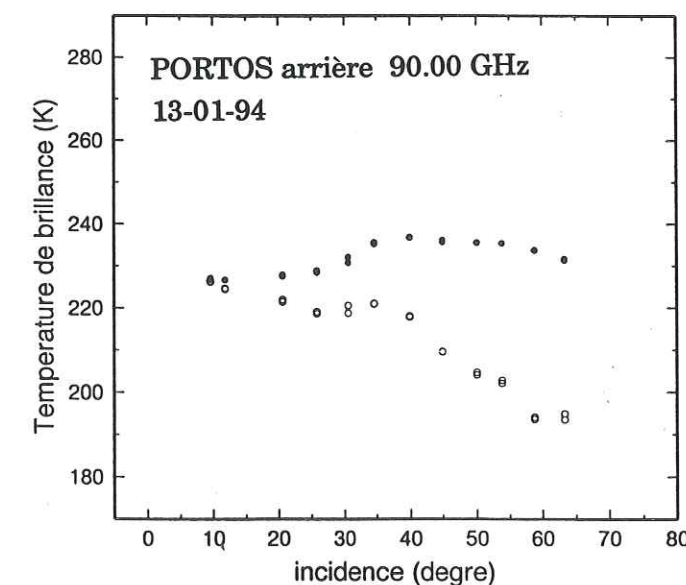
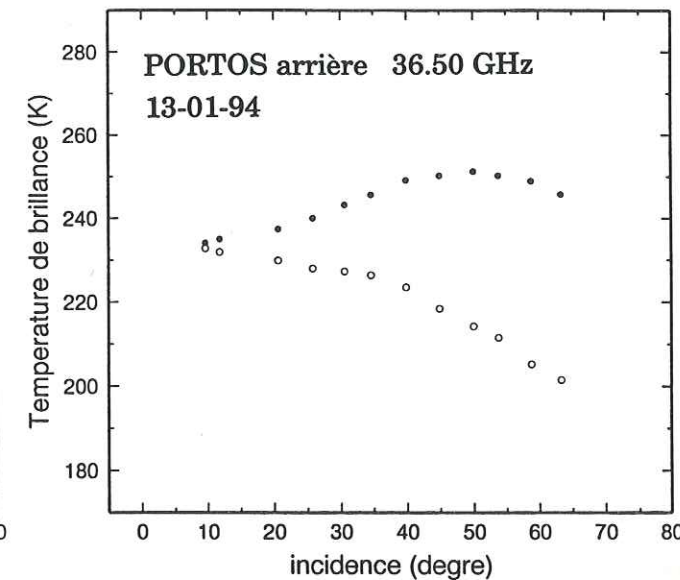
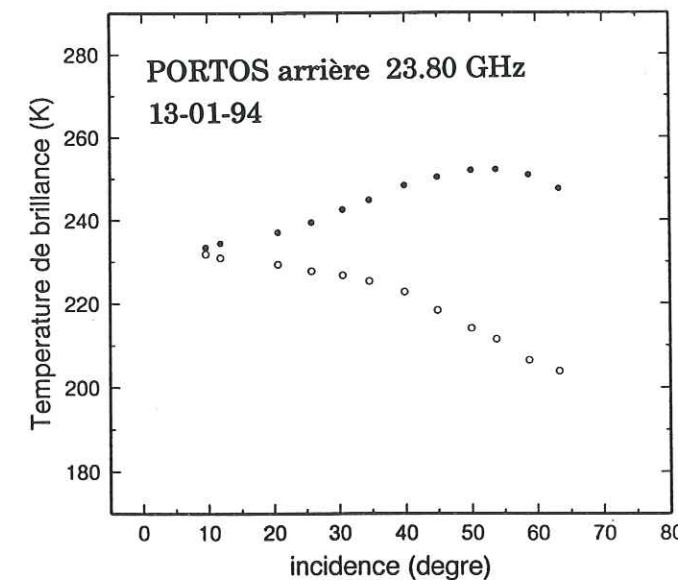
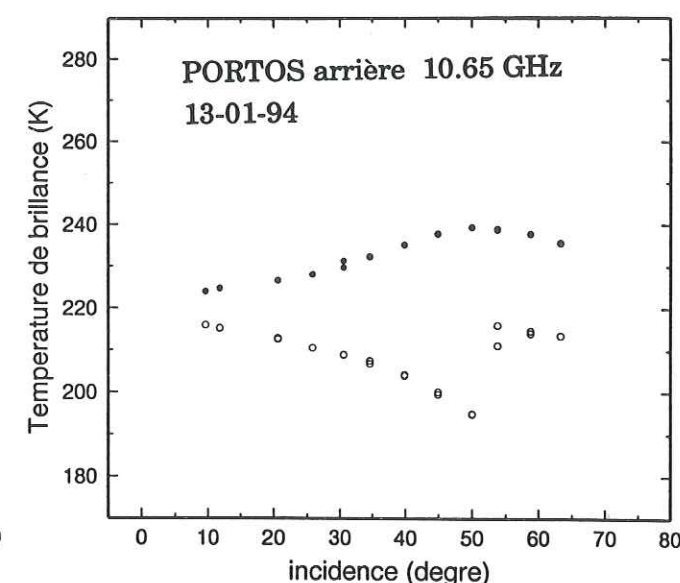
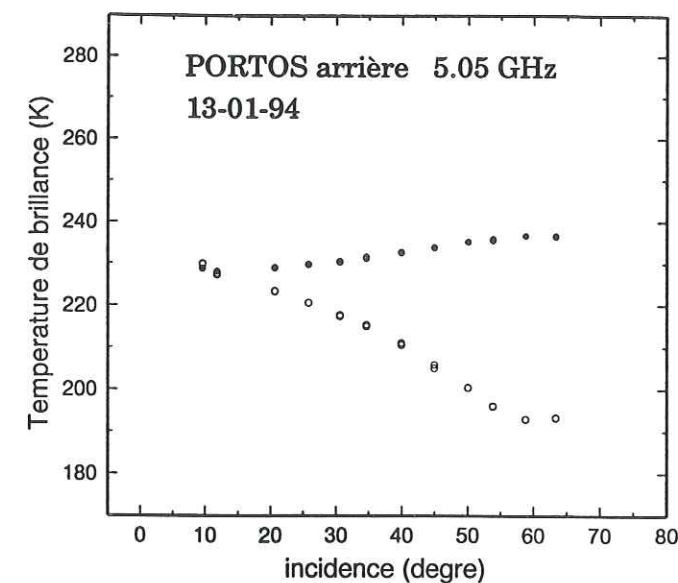


Fig. IV.30 : Mesures radiométriques PORTOS le 13-01-94, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS arrière, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) horizontale (en blanc).

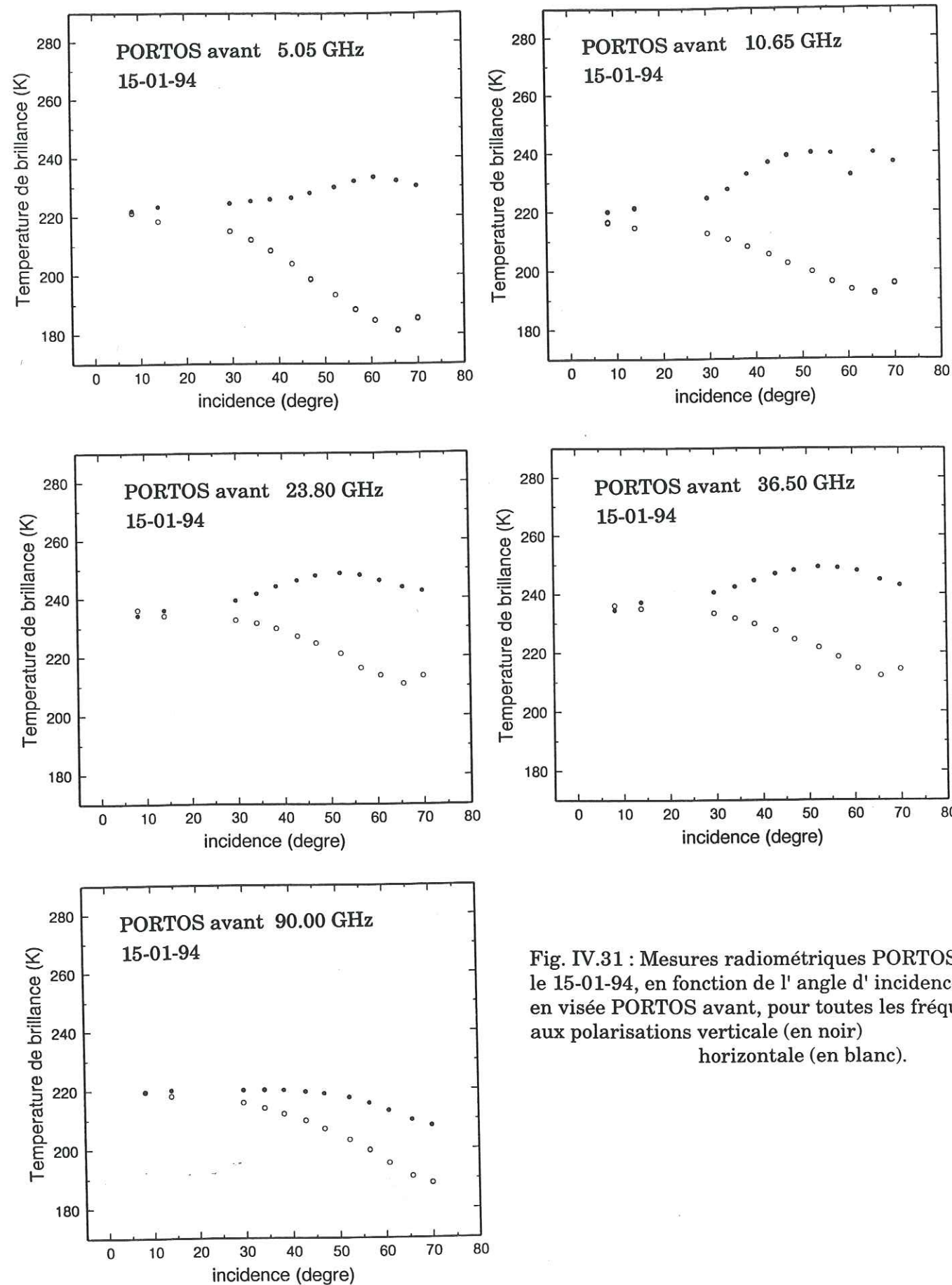


Fig. IV.31 : Mesures radiométriques PORTOS le 15-01-94, en fonction de l' angle d' incidence au sol, en visée PORTOS avant, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) horizontale (en blanc).

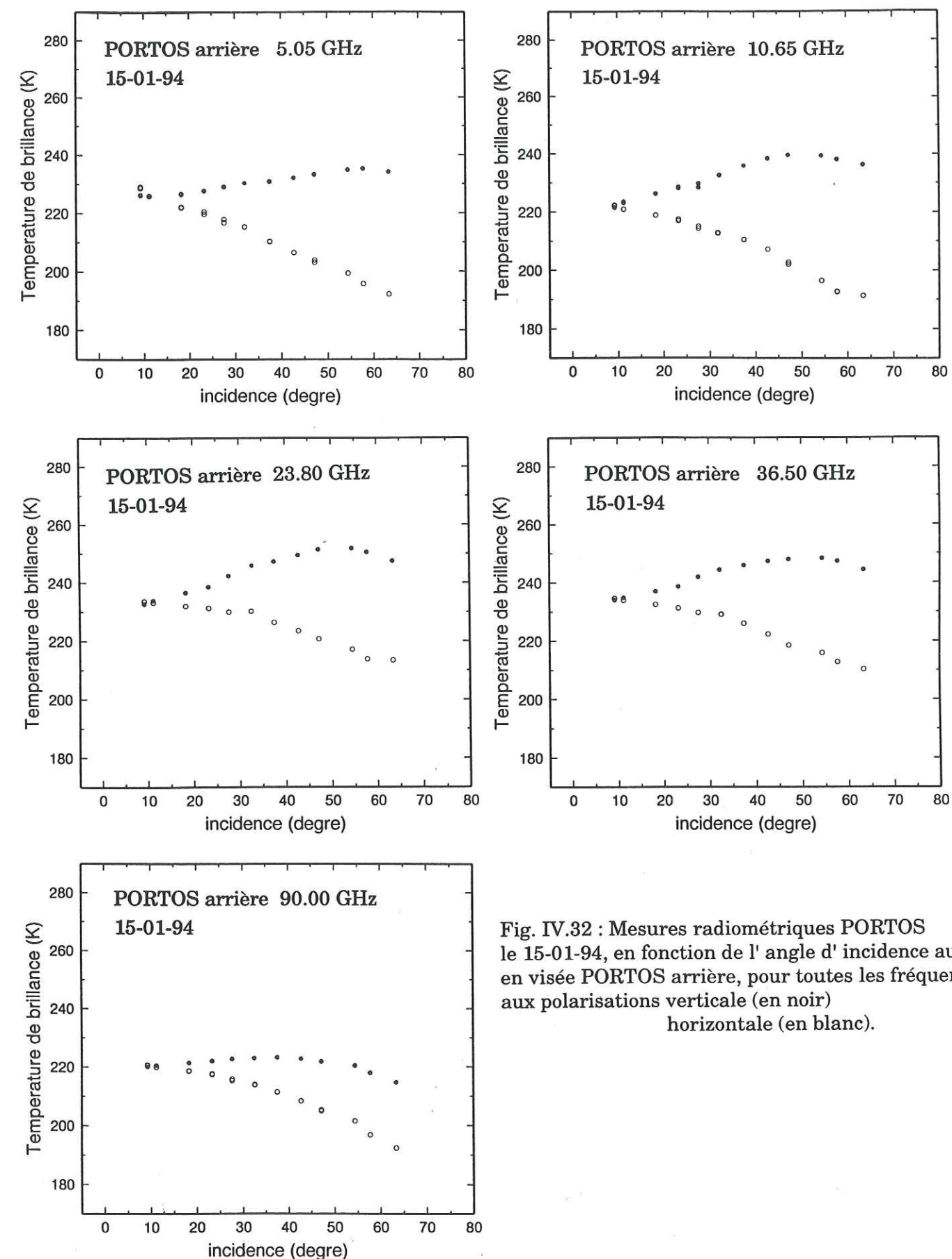


Fig. IV.32 : Mesures radiométriques PORTOS le 15-01-94, en fonction de l' angle d' incidence au sol, en visée PORTOS arrière, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) horizontale (en blanc).

précédemment est étalonnée sur charges chaudes et mesures ciel. De plus les mesures sont corrigées de l'angle local d'incidence comme nous l'avons expliqué au paragraphe 3.

Allure générale

Dans tous les cas, la différence entre les polarisations verticale et horizontale est pratiquement la même pour les fréquences 5.05, 10.65, 23.80, 36.50 GHz ; elle diminue au 90.00 GHz. Elle est par exemple à 50° d' incidence, le 15-01-94, de 13K pour le 90 GHz et d'environ 30-40K pour les autres fréquences. La différence de polarisation s'explique par les réflexions aux interfaces, plus le signal "voit" de strates, c'est à dire plus la fréquence diminue, plus cette différence augmente.

On retrouve également en polarisation verticale le maximum de température de brillance autour de 50 ° correspondant à l'angle de Brewster pour la neige, c'est à dire l'angle pour lequel la réflexion de Fresnel est nulle et l'émissivité est maximale.

Remontée des températures de brillances aux forts angles

La polarisation horizontale décroît continûment en fonction de l'angle d'incidence conformément à la théorie, à l'exception des forts angles. Ceci est dû à la contribution des pentes avoisinantes comme on l'explique au paragraphe (4.2). Cet effet apparaît à des incidences plus petites et est encore plus marqué sur les mesures du 9 Octobre ; il touche également la polarisation verticale.

Comparaison des deux journées de mesure de Janvier

Le 13 ou le 15 Janvier, les mesures à 23.80 et 36.50 GHz sont quasiment superposables ; c'est probablement la conséquence d'un manteau neigeux relativement uniforme sur la profondeur concernant ces deux fréquences. De même, pour chaque journée, les deux configurations de mesure (PORTOS avant et arrière) donnent des résultats équivalents, ce qui montre que le site de mesure est relativement homogène.

A toutes les fréquences, les températures de brillance entre le 13 et le 15 Janvier sont pratiquement les mêmes, à l'exception de celles à 90 GHz. Entre ces deux journées de mesure, seules les conditions de surface ont changé, avec des températures de surface plus froides le 15, et une chute de neige fraîche de 40 cm environ la veille. Ces changements en surface n'affectent que la fréquence de 90 GHz dont la profondeur d'émission est la plus faible (une dizaine de cm). Le 13 Janvier, la différence entre les deux polarisations est plus forte probablement à cause de la fine croûte de neige de 2 cm en surface.

Effets atmosphériques le 13-01-94

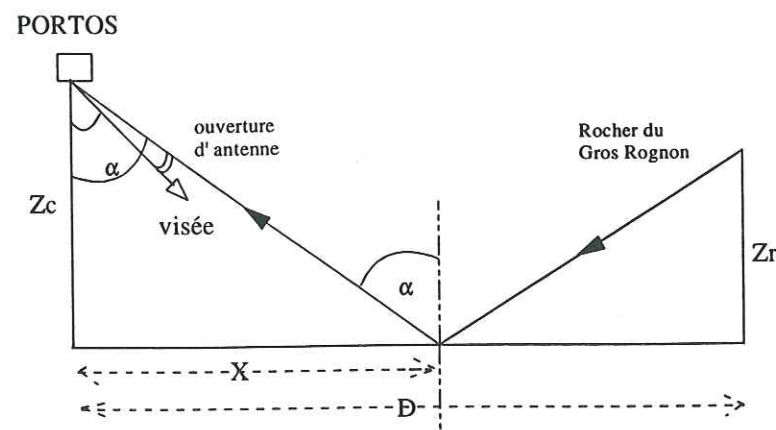


Fig. IV.33 : Géométrie permettant d'expliquer les réflexions parasites aux forts angles d'incidence.

Pour le canal 90.00 GHz, on peut remarquer de petites oscillations du signal que nous supposons dues à la présence de brouillard entre PORTOS et le site de mesure. Cette fréquence de très petite longueur d'onde est sensible à la présence de fines gouttelettes d'eau constituant le brouillard. Ces fluctuations sont de l'ordre de grandeur des variations de températures de brillance du ciel, en ciel clair et en ciel faiblement nuageux caractérisé par 0.2 g/m^3 sur une hauteur de 100m qui est approximativement la hauteur des cabines ; ces variations sont par exemple de 7K à 35° et de 9K à 50°.

Anomalies

Les températures de brillance le 13 Janvier pour les canaux 5.05V en configuration PORTOS avant et 10.65 en configuration PORTOS arrière présentent des anomalies, c'est à dire une forte variation de la température de brillance à partir de 45° pour le 5.05V GHz, une différence de 10K au nadir entre les polarisations verticale et horizontale et des points anormaux pour le 10.65 GHz ; les raisons sont apparemment instrumentales pour le 10.65 GHz mais inconnues pour le 5.05 GHz (peut-être des émissions parasites).

4. 3. Réflexions "parasites"

Nous cherchons à expliquer la légère remontée des valeurs de température de brillance à partir de 60° alors qu'en théorie, elles devraient redescendre ; cet effet semble plus important pour les visées en ngr (PORTOS avant) qu'en nga (PORTOS arrière) et il apparaît surtout en polarisation horizontale. Ce phénomène pourrait s'expliquer par la réflexion du rayonnement provenant des pentes de neige ou des parois rocheuses voisines du site car, aux incidences élevées, la réflexion devient non négligeable. Nous allons quantifier approximativement cet effet dans le cas des visées PORTOS avant sur le site 2 de Janvier, en prenant en compte la réflexion de Fresnel. Pour les visées 50°, 55°, 60° et 65° nous calculons l'angle limite α pour lequel la réflexion de Fresnel dans la direction de visée est géométriquement possible (Fig. IV.33) :

Nous avons :

$$X = \frac{D \cdot Z_c}{Z_c + Z_r} \quad \text{et} \quad \tan \alpha = \frac{Z_c}{X}$$

Z_c et D pour chaque visée sont connus grâce à la topographie du site et au relevé des positions de cabines.

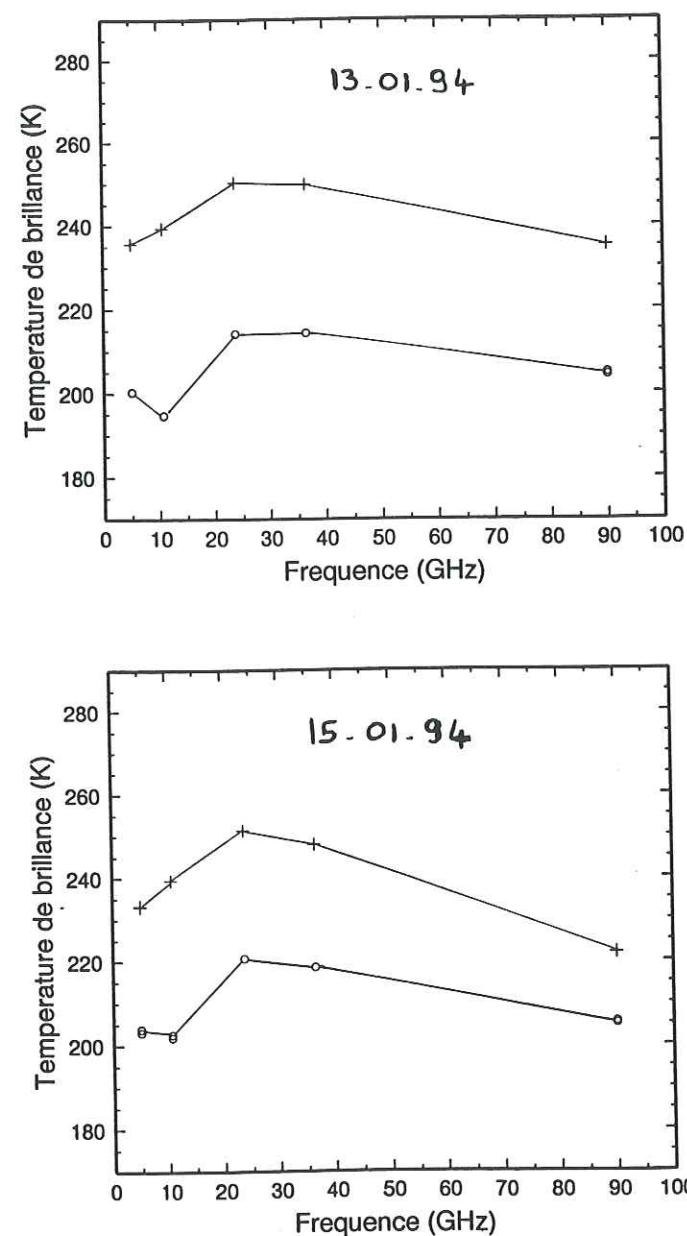


Fig. IV.34 : Signatures spectrales à 50° d' incidence, le 13 et le 15 Janvier 94.

Nous obtenons donc :

- visée 50°, $\alpha = 70^\circ$
- visée 55°, $\alpha = 70.5^\circ$
- visée 60°, $\alpha = 71^\circ$
- visée 65°, $\alpha = 72^\circ$

Compte tenu de l'angle d'ouverture d'antenne soit angle de visée + ou - 15°, la réflexion de Fresnel dans la direction de visée existe pour l'angle 60° entre 11° et 15° d'ouverture et pour l'angle 65° entre 7° et 15° d'ouverture.

Les coefficients de Fresnel aux deux polarisations sont :

- 70° : $R_h=0.19$, $R_v= 0.046$
- 75° : $R_h=0.28$, $R_v= 0.11$
- 80° : $R_h=0.42$, $R_v= 0.23$

Pour une température de brillance de la neige de 200 K, nous calculons très approximativement la contribution de la réflexion de Fresnel en tenant compte grossièrement du diagramme d'antenne.

Soit :

à 60°, pour une contribution de 10% (-10 dB)

$$H- 0.28*200*0.1=5.6 \text{ K}$$

$$V- 0.11*200*0.1=2.2 \text{ K}$$

à 65°, pour une contribution de 30% (-5 dB)

$$H- 0.28*200*0.3=16.8 \text{ K}$$

$$V- 0.11*200*0.3=6.6 \text{ K}$$

Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur des remontées des température de brillance que l'on observe. Le rayonnement des pentes de neige proches du site, réfléchi dans la direction de visée de l'antenne contribue de façon non négligeable à la mesure neige pour les forts angles d'incidence, 60° et 65 ; pour les angles inférieurs à 55 ° cet effet est négligeable. Sur le site 1 du mois d'Octobre, cet effet est encore plus marqué et est dû à la paroi rocheuse de l'Aiguille du Midi, plus proche et plus haute.

4. 4. Comparaison avec les signatures spectrales observées en Antarctique

Les signatures spectrales de Janvier , c'est à dire les températures de brillance en fonction de la fréquence, à 50° qui est l'angle d'incidence des satellites SMMR et SSM/I, sont présentées figure IV.34. Pour comparer les mesures radiométriques PORTOS aux mesures

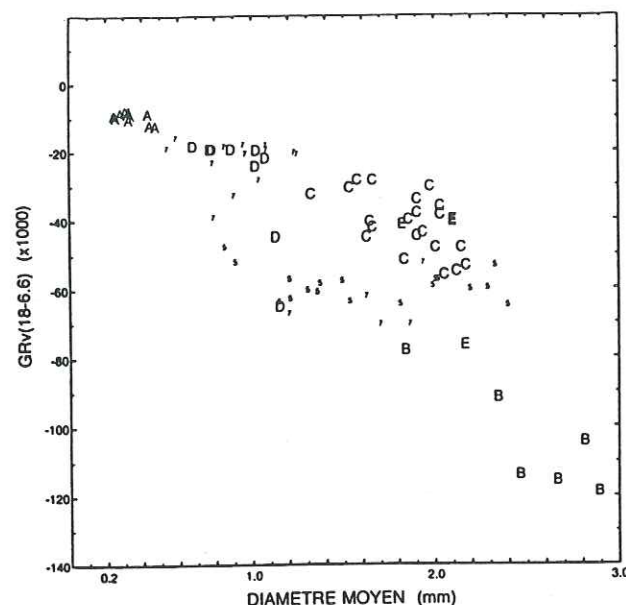


Fig. IV.35 : Gradients en fréquences (18 GHz - 6.6 GHz) calculées sur des températures de brillance mesurées en Antarctique, en fonction du diamètre moyen des grains sur 2 m de profondeur.

aux mesures satellitaires en Antarctique, nous regardons les gradients en fréquence et en polarisation :

- Les gradients en fréquence en polarisation verticale (p=V) sont définis par :

$$GR_p(freq_2 - freq_1) = \frac{TB_p(freq_2) - TB_p(freq_1)}{TB_p(freq_2) + TB_p(freq_1)}$$

Pour les fréquences 5.05 GHz (freq 1) et 23.80 GHz (freq 2) ils sont d'environ (+0.030) et (+0.040). Si on les compare à ceux calculés en Antarctique (Fig. IV.35), on constate qu'ils correspondent à un cas extrême en Antarctique de très petits cristaux.

- Les gradients en polarisation pour une fréquence donnée sont définis par :

$$PR(freq) = \frac{TB_v(freq) - TB_h(freq)}{TB_v(freq) + TB_h(freq)}$$

Ils sont d'environ (+0.070) et (+0.080), ce qui correspond aux valeurs moyennes que l'on rencontre en Antarctique.

Chapitre V

Comparaison des températures de brillance mesurées et modélisées

1. Modèle d'émissivité micro-onde de la neige

Le modèle que nous allons utiliser est le modèle d'émissivité micro-onde de la neige de Stogryn (Stogryn, 1986). Il a été développé au laboratoire par Sylviane Surdyk (Surdyk, 1993) (Surdyk et Fily, 1995). Ce modèle est basé sur la résolution des équations de Maxwell dans la neige au travers de la théorie des fortes fluctuations qui permet de décrire les milieux granuleux denses dont la constante diélectrique varie fortement, comme la neige sèche constituée de particules de glace et d'air.

Dans le modèle, le manteau neigeux est représenté par des strates isotropes, isothermes, aux interfaces planes. Les caractéristiques de la neige sont donc constantes à l'intérieur de chaque strate. Le modèle calcule une émissivité, il ne permet pas de prendre en compte un profil de température pour le calcul de la température de brillance. La température de brillance à la polarisation α , dans la direction \vec{k}_0 s'exprime alors directement en fonction de l'émissivité et de la température T du milieu :

$$TB_{\alpha}(\vec{k}_0) = e_{\alpha}(\vec{k}_0) T \quad (1)$$

Pour un milieu semi-infini, l'émissivité dans la direction \vec{k}_0 se définit en terme de réflectivité (Cf. chapitre I) qui exprime la fraction d'énergie réfléchie dans cette même direction \vec{k}_0 :

$$e(\vec{k}_0) = 1 - r(\vec{k}_0) \quad (2)$$

C'est la réflectivité du milieu qui est déterminée par la suite dans le modèle.

1. 1. Equations de base

Extraits de (Surdyk et Fily, 1995)

On considère une onde incidente de direction de polarisation $\vec{\alpha}$ (vecteur unitaire), de nombre d'onde \vec{k}_0 , d'amplitude E_0 , de direction incidente θ_0 :

$$\vec{E}_{inc} = E_0 \vec{\alpha} \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \quad (3)$$

$$\vec{k}_0 = k_0 (\sin \theta_0, 0, -\cos \theta_0)$$

Selon la théorie des fortes fluctuations, l'énergie émise par le milieu peut être considérée comme la somme d'une partie cohérente liée aux caractéristiques moyennes du milieu et d'une partie aléatoire. Ainsi, le champ total \vec{E} qui est la somme du champ incident \vec{E}_{inc} et du champ réfléchi \vec{E}_s peut être décomposé en une onde cohérente \vec{E}_m et une onde incohérente \vec{E}_r :

$$\vec{E} = \vec{E}_m + \vec{E}_r \quad (4)$$

tel que : la valeur moyenne du champ total $\vec{E} = \langle \vec{E} \rangle = \vec{E}_m$

et la valeur moyenne du champ aléatoire fluctuant $\vec{E}_r = \langle \vec{E}_r \rangle = 0$

Pour un milieu limité par une interface plane, l'onde cohérente est composée de l'onde incidente et de l'onde réfléchie selon la loi de Fresnel (Cf. chapitre I) ; le champ réfléchi total \vec{E}_s s'écrit alors :

$$\vec{E}_s = \vec{E}_{fresnel} + \vec{E}_r \quad (5)$$

Le champ réfléchi à l'interface air/neige selon la loi de Fresnel s'exprime en fonction du coefficient de réflexion de Fresnel du milieu moyen R_α , α désignant la polarisation (Cf. chapitre II) et se propage selon la direction \vec{k}_1 définie par la loi de Snell-Descartes.

$$\vec{E}_{fresnel} = E_0 R_\alpha \vec{\beta} \exp(i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \quad (6)$$

avec

$$\vec{k}_1 = k_0 (\sin \theta_0, 0, \cos \theta_0)$$

$\vec{\beta}$ vecteur unitaire dans la direction de polarisation

Le champ incohérent décrit l'ensemble des réflexions diffuses sur les inhomogénéités du milieu (les cristaux de glace).

$$\vec{E}_r = E_r \vec{\beta}$$

La puissance moyenne totale réfléchie est égale au produit de \vec{E}_r par son complexe conjugué \vec{E}_r^* . Elle se décompose aussi en une partie cohérente et une partie incohérente (Stogryn, 1986) :

$$\langle \vec{E}_s^\alpha \cdot \vec{E}_s^{\beta*} \rangle = |E_0|^2 |R_\alpha|^2 \delta_{\alpha\beta} + \langle \vec{E}_r^\alpha \cdot \vec{E}_r^{\beta*} \rangle \quad (7)$$

On définit le coefficient bidirectionnel $\gamma_{\alpha\beta}(\theta_0, \Phi_0, \theta, \Phi)$ (Peake, 1959) comme le rapport entre l'intensité reçue dans la direction \vec{k} ($\sin \theta \cos \Phi, \sin \theta \sin \Phi, \cos \theta$) avec la polarisation β et diffusée dans la direction \vec{k}_0 avec la polarisation α . Conformément à l'équation (7) il se décompose en une partie cohérente $\gamma_{\alpha\beta}^c$ reliée à la réflexion de Fresnel dans la direction (θ_0, Φ_0) et en une partie incohérente $\gamma_{\alpha\beta}^i$ reliée aux fluctuations aléatoires du champ.

La puissance moyenne incohérente $\langle \vec{E}_r^\alpha \cdot \vec{E}_r^{\beta*} \rangle$ réfléchie dans l'angle solide $d\Omega$ dans la direction (θ, Φ) est reliée à la puissance moyenne incohérente totale $\langle \vec{E}_r^\alpha \cdot \vec{E}_r^{\beta*} \rangle$ par une intégrale sur tout le demi-espace.

En conséquence du théorème de réciprocité, le coefficient bidirectionnel incohérent s'exprime par (Peake, 1959) :

$$\gamma_{\alpha\beta}^i(\vec{k}_0, \vec{k}) = 4\pi \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} \frac{\langle \vec{E}_r^\alpha \cdot \vec{E}_r^{\beta*} \rangle}{|\vec{E}_0|^2} \quad (8)$$

L'émissivité à la polarisation α , dans la direction $-\vec{k}_0$ est donnée par (Stogryn, 1986) :

$$e_{\alpha}(\vec{k}_0) = 1 - |R_{\alpha}|^2 - \frac{1}{4\pi} \int \sum_{\beta=\nu}^{\beta=H} \gamma_{\alpha\beta}^i(\vec{k}_0, \vec{k}) d\Omega \quad (9)$$

Les coefficients bidirectionnels sont intégrés sur tout l'hémisphère, θ variant de 0° à 90° et Φ variant de 0° à 180° . Le second terme de l'équation (9) représente la contribution due à la réflexion de Fresnel à l'interface air neige pour un milieu uniforme, ou à la réflexion de Fresnel intégrée tenant compte des réflexions à toutes les interfaces dans le cas d'un milieu stratifié. Le troisième terme de l'équation représente la diffusion de volume.

Le calcul de l'émissivité nécessite de calculer :

- le champ électromagnétique cohérent $\vec{E}_{Fresnel}$ permettant de déterminer le coefficient R_{α} et la fonction de transmission dans le milieu neige qui intervient aussi dans le calcul des coefficients bidirectionnels.

- le champ électromagnétique incohérent \vec{E}_r , pour le calcul des coefficients bidirectionnels selon l'équation (8).

La détermination de ces champs passe par la résolution de l'équation de propagation dans un milieu non conducteur. Cette équation est déduite des équations de Maxwell :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(r) - k^2 K(r) \vec{E}(r) = 0 \quad (11)$$

Selon la théorie des fortes fluctuations, la constante diélectrique effective du milieu $K(r)$ se décompose en une partie moyenne et une partie fluctuante : $K(r) = K_0(z) + K_r(r)$

L'équation à résoudre devient :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(r) - k^2 K_0(z) \vec{E}(r) = k^2 K_r(r) \vec{E}(r) \quad (12)$$

La résolution de cette équation sous l'approximation bilocale conduit à deux équations (Stogryn, 1983) ; l'une dépend seulement du champ cohérent, c'est l'équation de renormalisation d'ordre zéro, l'autre établit le lien entre le champ cohérent et le champ incohérent, c'est l'équation de renormalisation d'ordre un. Cette dernière prend en compte

les diffusions jusqu'à l'ordre deux, c'est à dire entre un grain de neige et ses premiers voisins. Dans le cas d'un milieu uniforme, constitué d'une seule strate, il existe une solution analytique (Stogryn, 1974). Dans le cas d'un milieu stratifié, où le manteau neigeux est modélisé par des strates isotropes, aux interfaces planes, les équations du modèle sont résolues numériquement (Stogryn, 1986) (Surdyk, 1993). En fait, dans chaque strate, il existe une solution analytique qui dépend des conditions initiales, c'est à dire des conditions à l'interface inférieure de la strate. La continuité aux interfaces et la condition d'onde sortante en $-\infty$ sont appliquées. Cette solution prend donc en compte les réflexions aux interfaces.

1. 2. Caractérisation des différentes strates du manteau neigeux

1. 2. 1. La constante diélectrique de la neige

Dans le modèle, chaque strate est définie par sa constante diélectrique effective $K(r)$ composée d'après la théorie des fortes fluctuations d'une partie moyenne correspondant au milieu moyen et d'une partie aléatoire fluctuante. Son expression dérive de la solution des équations de Maxwell. Elle dépend des caractéristiques et de la structure de la neige (voir définition au paragraphe suivant 1.2.2) et de la constante diélectrique de la glace. Les valeurs de constante diélectrique de la glace sont issues de (Mätzler et Wegmüller, 1987) :

- la partie réelle est égale à $\epsilon' = 3.1884 + 0.00091T$, elle est indépendante de la fréquence et très faiblement dépendante de la température.

- la partie imaginaire dépend de la température et de la fréquence selon la loi :

$$\epsilon'' = \frac{A}{f} + Bf^C, \text{ avec } A, B \text{ et } C \text{ dépendant de la température.}$$

Elle est issue de paramétrisations à partir de quelques mesures existantes (Mätzler et Wegmüller, 1987)), établies suivant la loi de comportement ci-dessus (Fig. V.1).

La partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace est mal connue ; dans le modèle c'est pourtant un paramètre important.

Le modèle montre que la partie réelle de la constante diélectrique de la neige dépend essentiellement de la densité, mais également de la taille des grains ; sa partie imaginaire dépend de la fréquence, de la température, mais aussi de la taille des grains et de la densité.

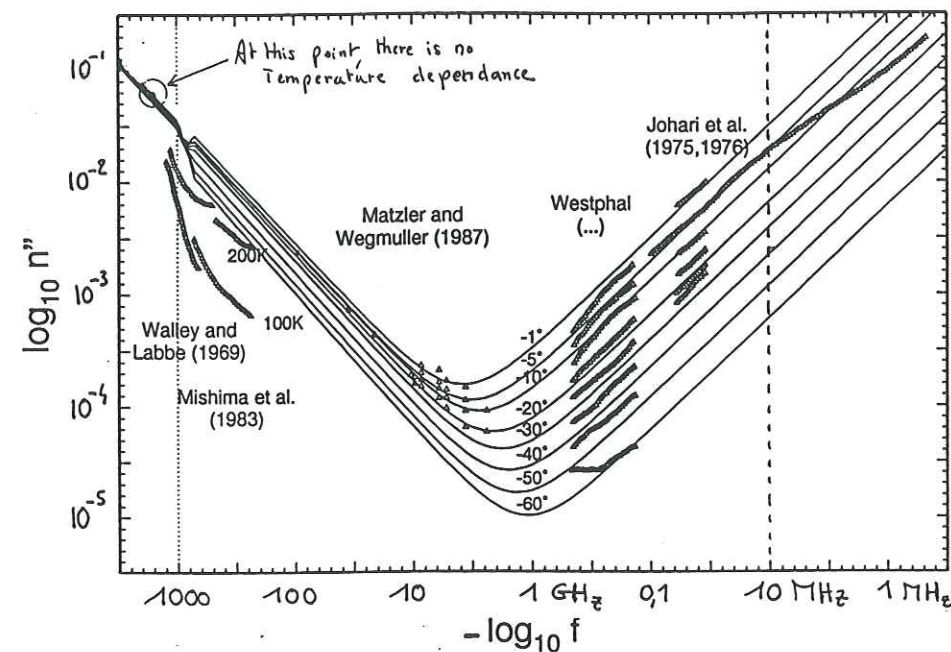


Fig. V.1 : Paramétrisation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la glace.

1. 2. 2. La structure de la neige

Dans le modèle, la structure du manteau neigeux est décrite par sa fonction d'autocorrélation. Elle décrit la probabilité pour un point r_1 situé dans la glace, ou dans l'air, de se trouver dans la même composante à la distance $(r_1 - r_2)$. La fonction d'autocorrélation d'un milieu isotrope constitué de deux composantes peut être décrite par une fonction exponentielle (Debye et al., 1957) :

$$C(r_1 - r_2) = C(0) \exp \left[-\frac{r_1 - r_2}{l_c} \right] \quad (13)$$

D'ailleurs le développement des solutions dans le modèle de Stogryn implique une fonction d'autocorrélation de forme exponentielle. On peut se poser la question de la validité de l'hypothèse d'une fonction de corrélation de forme exponentielle qui est à la base de tout le développement théorique. Cependant d'autres études (Reber et al., 1987) (Vallese et Kong, 1981) montrent qu'on peut ajuster une exponentielle sur les fonctions de corrélation calculées sur des échantillons de neige réelle. La longueur d'autocorrélation l_c est alors la distance pour laquelle la fonction d'autocorrélation est divisée par e. Stogryn (1986) utilise la relation suivante :

$$l_c = \frac{4f_r(1-f_r)}{s} \quad (14)$$

avec : f_r la fraction de glace, $f_r = \text{densité de la neige} / 0.92$
 s surface spécifique des grains de neige
 $s = \alpha f_r / \beta$, α surface moyenne d'un grain et β le volume moyen d'un grain.

Si le grain de neige est décrit par une sphère de diamètre d , l'expression de la longueur de corrélation devient :

$$l_c = \frac{2}{3} \cdot (1-f_r) \cdot d \quad (15)$$

Les paramètres descriptifs d'une strate sont donc, la température, la profondeur et l'épaisseur de la strate, le diamètre des grains si on utilise l'expression (15), ou la longueur de corrélation directement si on la calcule à partir des images de la structure.

2. Comparaison entre les températures radiométriques mesurées et modélisées

2. 1. Modèle de Stogryn pour un manteau neigeux uniforme

2. 1. 1. Introduction

Le manteau neigeux est représenté par une strate uniforme. Moyennant l'hypothèse d'une fonction d'autocorrélation exponentielle, le modèle a une solution analytique (Stogryn, 1986) (Surdyk, 1993). Nous n'avons pas de valeurs de longueur de corrélation en continu dans les puits. Dans les calculs qui vont suivre, la strate sera caractérisée par son rayon convexe moyen et par sa longueur de corrélation calculée à partir de l'expression (15). Pour toutes les fréquences de PORTOS, les coefficients d'extinction et les profondeurs de pénétration correspondantes ont été calculés avec le modèle, pour une strate représentative des caractéristiques moyennes du manteau neigeux, c'est à dire la moyenne des températures, densités, rayons convexes mesurés dans les puits. Il s'agit d'un cas théorique, ce qui explique les très grandes profondeurs obtenues pour les basses fréquences.

Tableau V.1 : Caractéristiques moyennes mesurées dans les puits pour les trois journées de mesure.

Journée	09-10-93	13-01-94	15-01-94
Profondeur puits (m)	2.70	4.45	4.67
Densité (kg/m ³)	309	322	315
Diamètre convexe (mm)	0.36	0.31	0.29
Température (°C)	- 4.5	-9.4	-11.5

Tableau V.2 : Coefficients d'extinction et profondeurs de pénétration calculés pour les trois journées de mesure.

Fréquence (GHz)	09-10-93		13-01-94		15-01-94	
	Ke (m ⁻¹)	Dp (m)	Ke (m ⁻¹)	Dp (m)	Ke (m ⁻¹)	Dp (m)
5.05	7.82 10 ⁻³	127.8	7.13 10 ⁻³	140.30	6.61 10 ⁻³	151.22
10.65	3.26 10 ⁻²	30.70	7.05 10 ⁻²	32.77	2.89 10 ⁻²	34.64
23.80	0.25	4.04	0.21	4.77	0.19	5.14
36.50	0.89	1.12	0.69	1.44	0.63	1.58
90.00	16.09	6.2 10 ⁻²	11.60	8.62 10 ⁻²	10.34	9.67 10 ⁻²

Dans l'étude qui va suivre, de manière à poser les problèmes ce sont les mesures radiométriques et la stratification du 15-01-94 qui seront étudiées. Les caractéristiques de terrain utilisées pour chaque fréquence dépendent de la profondeur de pénétration calculée, elles sont résumées dans le tableau V.3. Ce sont les moyennes du puits (jusqu'à 4.67 m) pour les fréquences 5.05, 10.65 et 23.80 GHz, les moyennes sur 1.30 m pour le 36.50 GHz et les caractéristiques de la strate de surface de 36 cm pour le 90.00 GHz.

Tableau V.3 : Caractéristiques de terrain pour chaque fréquence.

Fréquence (GHz)	5.05, 10.65, 23.80	36.50	90.00
Profondeur utile (m)	4.67	1.30	0.36
Densité (kg/m ³)	315	196	145
Diamètre convexe (mm)	0.29	0.25	0.23
Température (°C)	-11.5	-13.3	-15.6

2. 1. 2. Etude de sensibilité sur les paramètres d'entrée du modèle

Certains paramètres d'entrée du modèle d'émissivité sont relativement bien définis. C'est le cas de :

- la densité dont la mesure dans le puits ne pose pas de problème et est suffisamment précise.

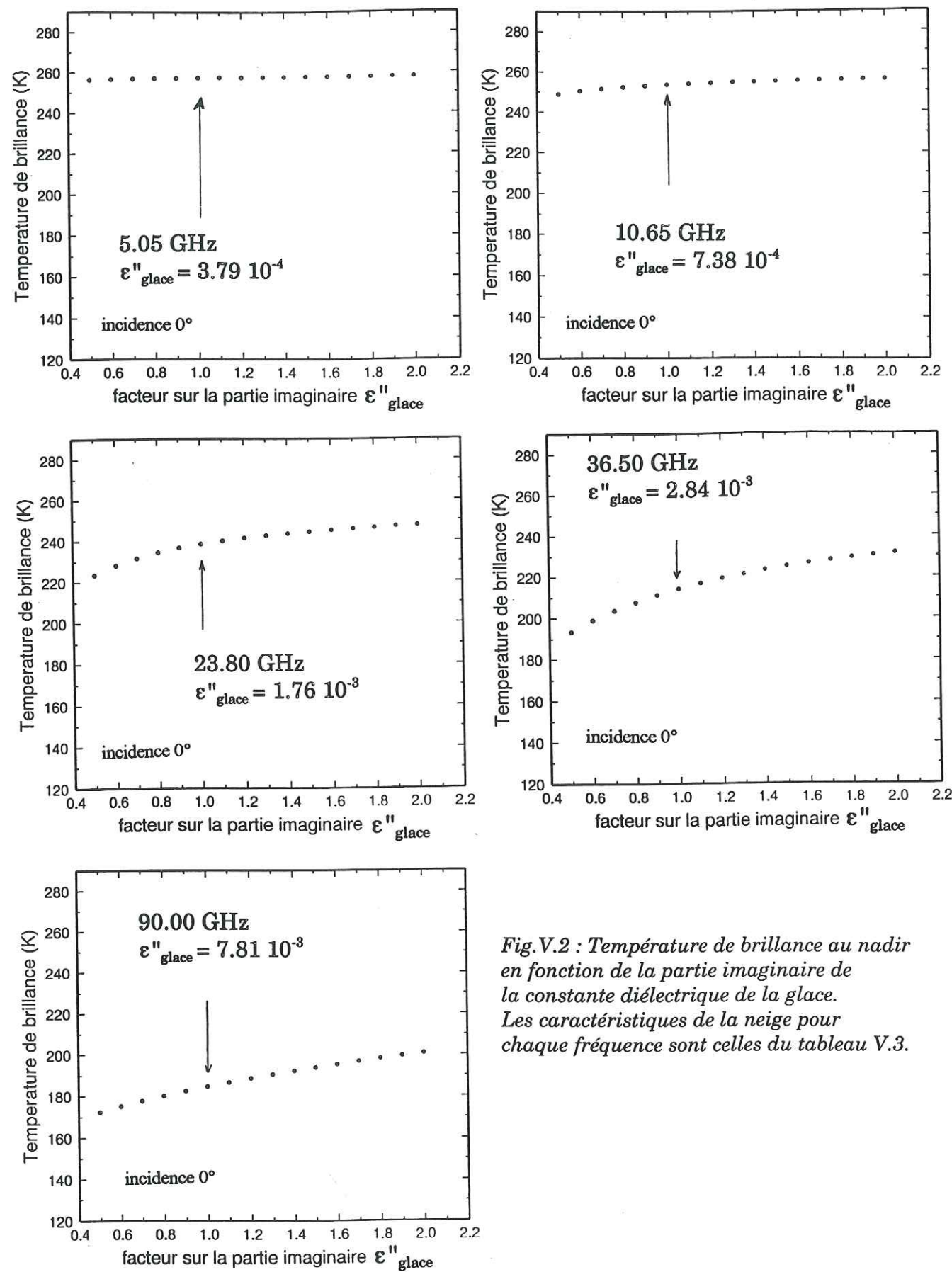


Fig.V.2 : Température de brillance au nadir en fonction de la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace. Les caractéristiques de la neige pour chaque fréquence sont celles du tableau V.3.

- la partie réelle de la constante diélectrique de la glace ϵ'_{glace} et par suite celle de la neige ϵ'_{neige} qui dépend essentiellement de la densité et qui est indépendante de la fréquence.

- la température, facilement mesurable dans le puits. La température définie dans chaque strate sert uniquement dans le calcul de la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace. Actuellement le modèle calcule une émissivité ; il ne permet pas d'introduire un profil de température lors du calcul de la température de brillance. Celle-ci est donc calculée en multipliant l'émissivité par la température moyenne sur la profondeur considérée. Il ne faudra pas oublier cette approximation lors de la comparaison modèle/mesures PORTOS pour expliquer de petites différences, de quelques degrés, de température de brillance mais en aucun cas des différences beaucoup plus importantes.

D'autres paramètres sont moins bien connus car plus délicat à mesurer ou à définir, ce sont la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace $\epsilon''_{\text{glace}}$ et la taille des cristaux de neige.

Etude de sensibilité du modèle sur $\epsilon''_{\text{glace}}$

Pour chaque fréquence, au nadir, les températures de brillance sont calculées pour plusieurs valeurs de partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace ; pour chaque fréquence, les valeurs de densité, de taille de grain et de température sont celles données dans la tableau V.3. La gamme des valeurs de $\epsilon''_{\text{glace}}$ est obtenue en multipliant la valeur de $\epsilon''_{\text{glace}}$ à la fréquence considérée, utilisée dans le modèle, c'est à dire celle définie par paramétrisation à partir des courbes de (Mätzler et Wegmüller, 1987), par un facteur multiplicatif variant de 0.5 à 2. Les résultats de cette étude de sensibilité sont présentés figure V.2. Les plus basses fréquences (5.05 et 10.65 GHz) sont moins sensibles à la valeur de $\epsilon''_{\text{glace}}$ que les autres fréquences. Dans une gamme de valeur de ($\epsilon''_{\text{glace}}$ mesurée) $\pm 20\%$ qui est l'erreur maximale donnée dans (Mätzler et Wegmüller, 1987), les températures de brillance ne changent pas pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz, elles peuvent varier de 5 à 10 K pour les autres fréquences.

D'une manière générale, la valeur de $\epsilon''_{\text{glace}}$ influence peu la température de brillance calculée.

Etude de sensibilité du modèle sur la taille des grains

Cette étude se fait au nadir, en faisant varier le diamètre des grains par pas de 0.1mm et en calculant la longueur de corrélation par l'expression (15) de Stogryn. Cela reviendrait au

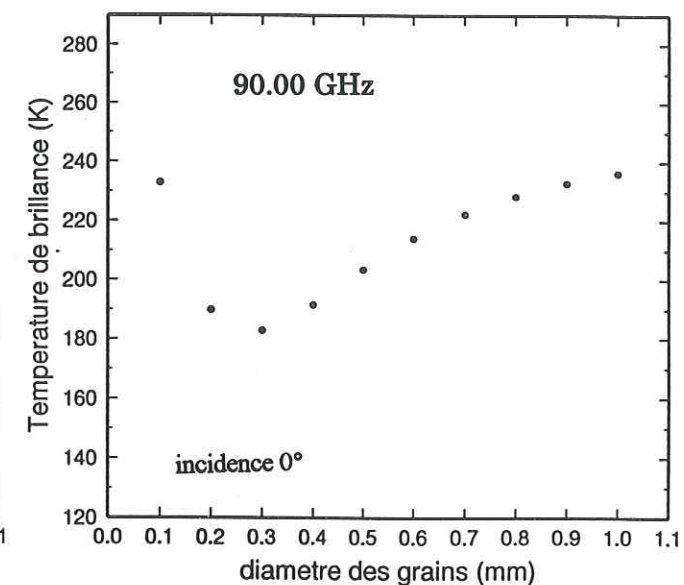
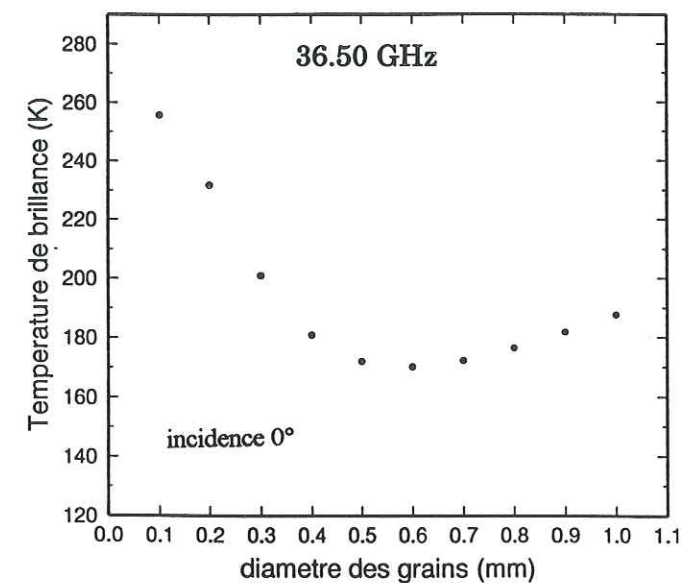
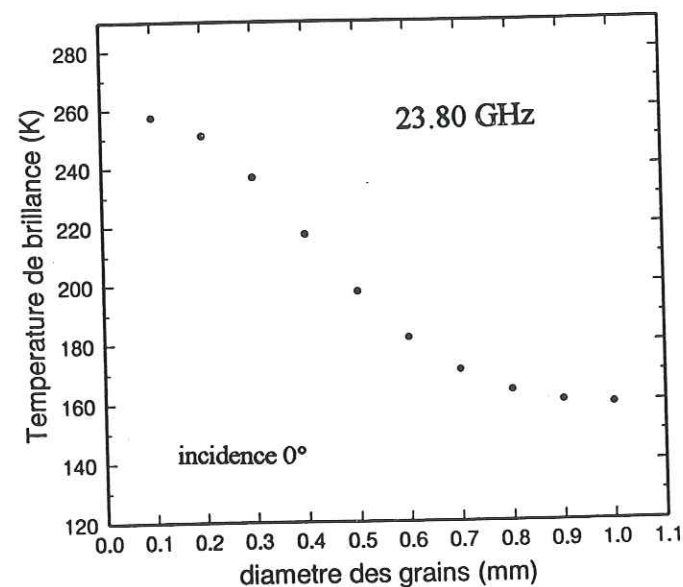
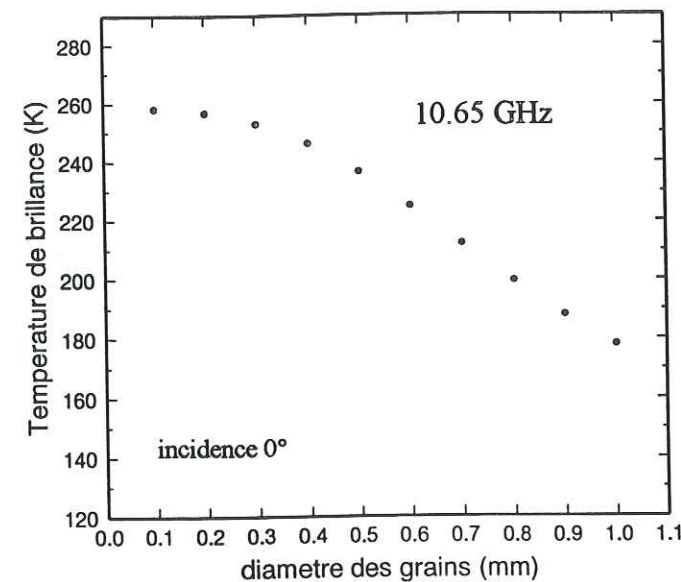
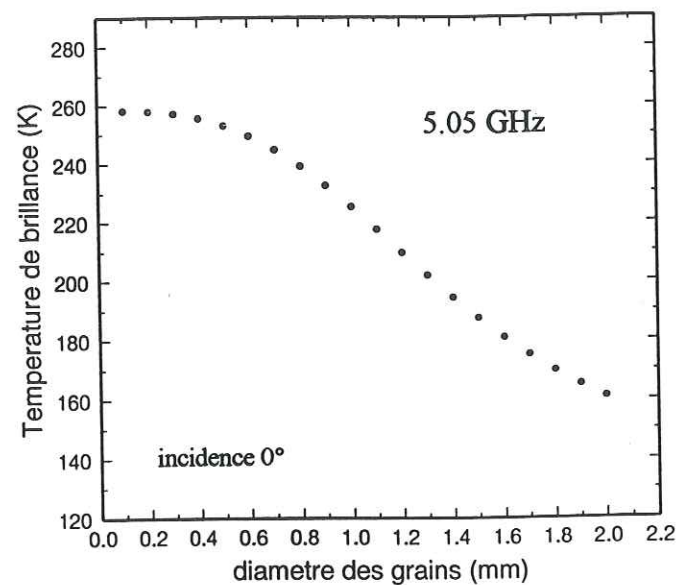


Fig.V.3 : Température de brillance au nadir en fonction du diamètre des grains. Les caractéristiques de la neige pour chaque fréquence sont celles du tableau V.3.

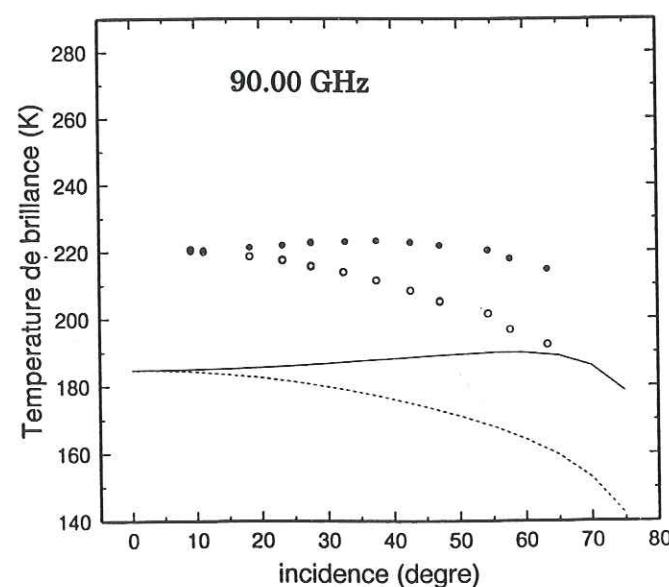
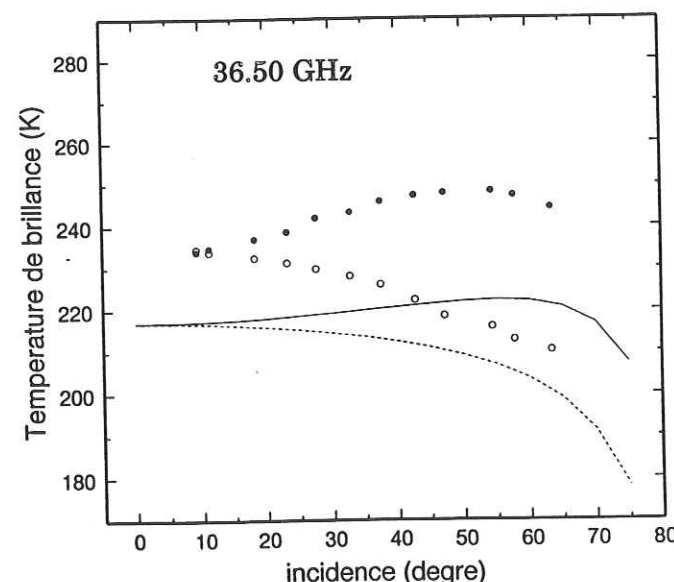
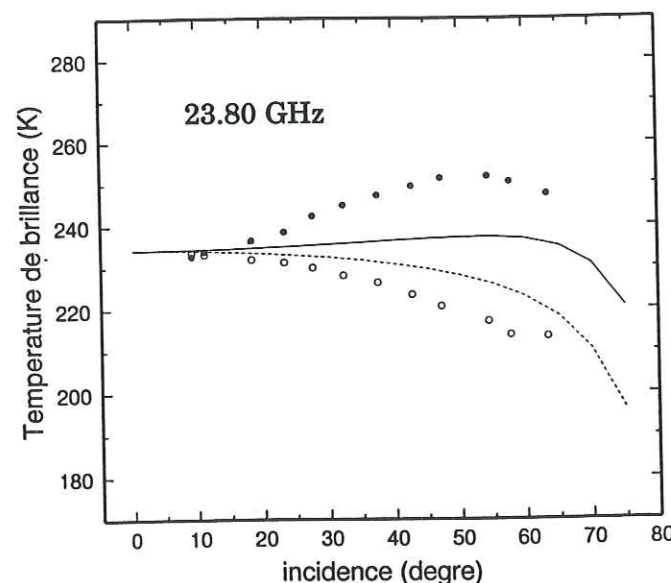
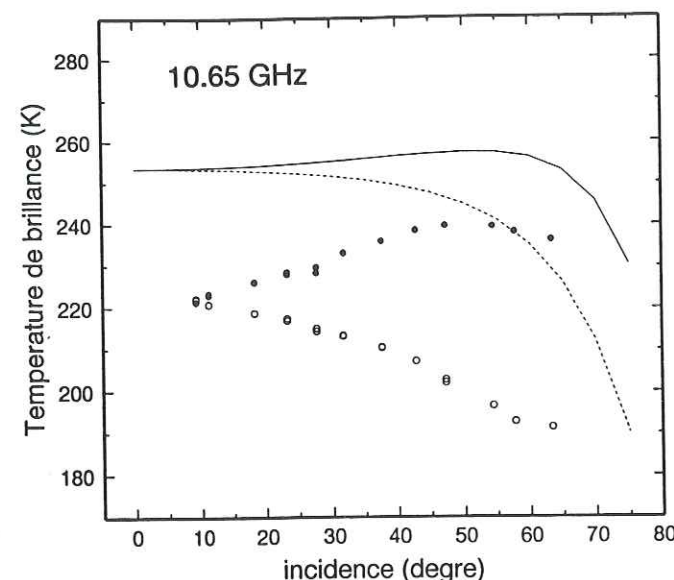
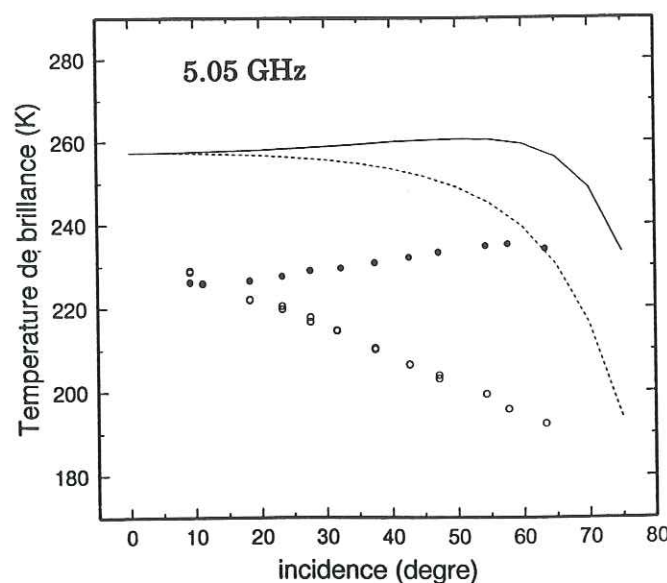


Fig.V.4 : Températures de brillance en fonction de l'angle d'incidence modélisées, traits plein pour la polarisation V et trait pointillé pour la polarisation H (les caractéristiques pour chaque fréquence sont celles du tableau V.3) et températures de brillance mesurées par PORTOS, cercle noir pour V et blanc pour H.

même de faire une étude directement sur la longueur de corrélation. Plus la fréquence est grande, plus la température de brillance est sensible à la taille des cristaux (Fig. V.3). En effet, si l'absorption domine devant la diffusion aux basses fréquences, ce n'est plus le cas aux fréquences plus fortes où les phénomènes de diffusion sont prépondérants. Aux fréquences 23.80, 36.50 et 90.00 et plus particulièrement dans la gamme de taille de grains qui nous intéresse, c'est à dire de 0.1 à 0.6 mm, les températures de brillance sont très sensibles au diamètre des cristaux. Par exemple, à 36.50 GHz, la température de brillance passe d'une valeur de 260K pour un diamètre de grain de 0.1 mm à 200 K pour un diamètre de 0.3 mm ; à 90.00 GHz, la température de brillance varie de 230 K pour des cristaux de 0.1 mm à 190K pour des cristaux de 0.2 mm.

2. 1. 3. Comparaison entre les modélisations et les mesures de PORTOS à toutes les fréquences

Les températures de brillance en fonction de l'angle d'incidence ont été calculées pour chaque fréquence avec les caractéristiques de strate données dans le tableau V.3. Les résultats des simulations sont présentés figure V.4.

Les différences entre les polarisations horizontale et verticale :

Pour toutes les fréquences excepté le 90.00 GHz, le modèle en milieu uniforme ne reproduit pas les fortes différences de polarisations des mesures radiométriques PORTOS. Bien que le manteau neigeux soit plutôt homogène, il présente cependant des strates ; pour les fréquences 5.05, 10.65 et 23.80 GHz dont les profondeurs de pénétration sont grandes, on pouvait s'attendre à ce type de résultat avec le milieu uniforme qui ne prend pas en compte les réflexions aux interfaces ; il est plus surprenant pour le 36.50 GHz pour lequel la stratification ne joue pas à priori un rôle important. La rugosité de surface à l'interface air/neige, qui n'est pas prise en compte dans le modèle, ne ferait que diminuer encore la différence entre la polarisation horizontale et verticale.

Le niveau des courbes au nadir :

Avec le modèle uniforme, nous nous limitons plutôt à la comparaison du niveau des courbes modélisées au nadir avec celui des mesures PORTOS.

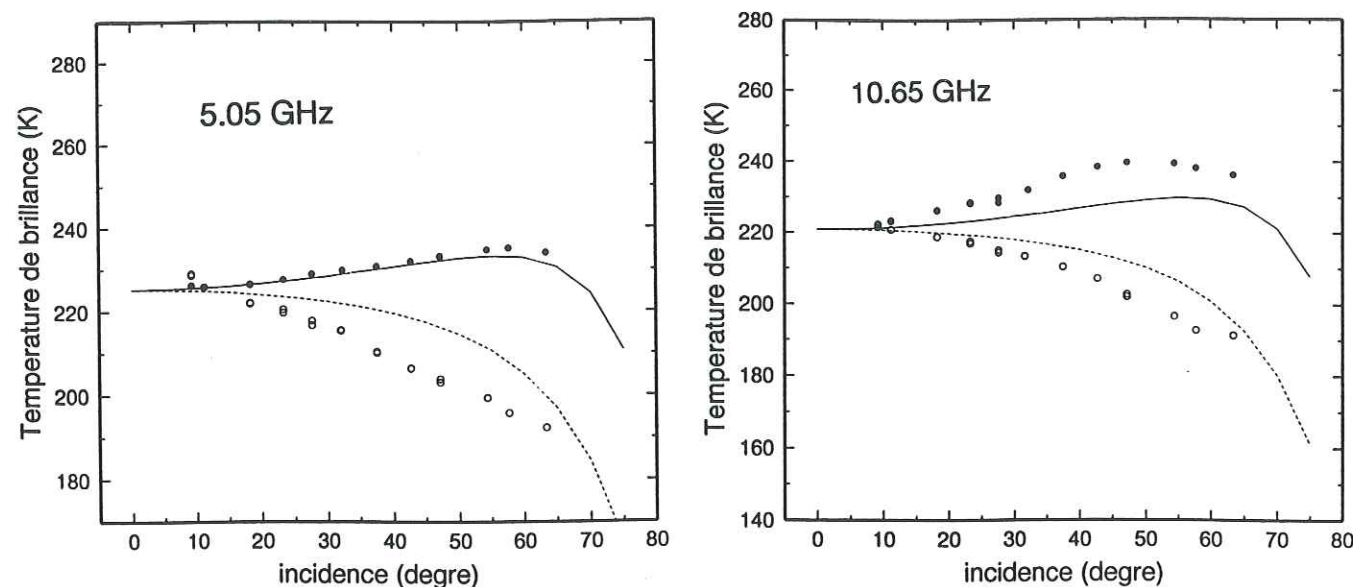


Fig.V.5 : Températures de brillance modélisées (trait plein (V) et pointillé (H)) après ajustement du diamètre des grains pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz. Il est de 1 mm pour la fréquence 5.05 GHz et de 0.63 mm pour la fréquence 10.65 GHz.

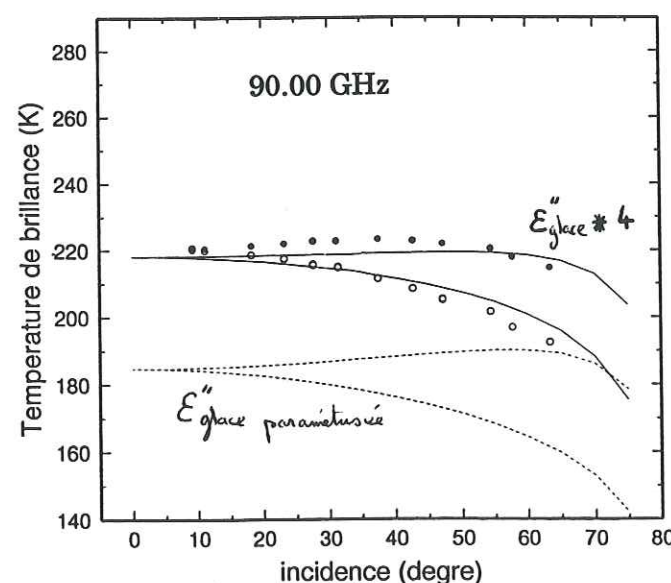


Fig. V.6 : Températures de brillance modélisées à 90.00 GHz pour $\epsilon''_{\text{glace}} * 4$. Ajustement au nadir avec les mesures PORTOS (points)

- Fréquences 5.05 et 10.65 GHz

Pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz, les températures de brillance modélisées ont des valeurs très supérieures à celles mesurées. Nous avons vu précédemment qu'une variation de $\epsilon''_{\text{glace}}$ n'avait pas d'effet sur les températures de brillance à ces fréquences. Bien que cela n'ait guère de signification pour ces fréquences de grandes profondeurs d'émission, on peut déterminer une taille de grain ou respectivement une longueur de corrélation, de manière à ajuster le niveau des températures de brillance mesurée et modélisée au nadir ; elle est de 1 mm pour le 5.05 GHz et de 0.63 mm pour le 10.65 GHz ce qui correspond respectivement à des longueurs de corrélation de 0.438 mm et 0.276 mm (Fig.V.5).

- Fréquence 23.80 GHz

C'est à cette fréquence que le modèle uniforme donne le meilleur résultat, le rayon convexe moyen calculé sur la stratigraphie du puits permet de retrouver le niveau des mesures PORTOS au nadir ; il correspond à une longueur de corrélation de 0.127 mm (Fig. V.3)

- Fréquence 36.50 et 90.00 GHz

Les fréquences 36.50 et plus particulièrement 90.00 GHz répondent bien aux conditions de validité du modèle en milieu uniforme. A 90.00 GHz, par exemple, seule la strate de surface participe au signal. Cependant, pour ces deux fréquences, les températures de brillance modélisées sont très inférieures à celles mesurées (Fig. V.3), de 15 à 20 K pour le 36.50 GHz et de 40 à 50 K pour le 90.00 GHz. De manière à ajuster le niveau au nadir sur celui des mesures PORTOS, on peut cette fois jouer sur deux paramètres, $\epsilon''_{\text{glace}}$ et la taille des cristaux. Il faut multiplier $\epsilon''_{\text{glace}}$ par 2.2 pour le 36.50 GHz et par 4 pour le 90.00 GHz pour retrouver les mesures PORTOS (Fig. V.6), une telle incertitude sur la constante diélectrique de la glace est improbable. De même, on peut ajuster la taille des cristaux à 0.19 mm pour le 36.50 GHz et à 0.125 mm pour le 90.00 GHz, ce qui correspond à des longueurs de corrélation de 0.096 mm et 0.07 mm (Fig.V.7)

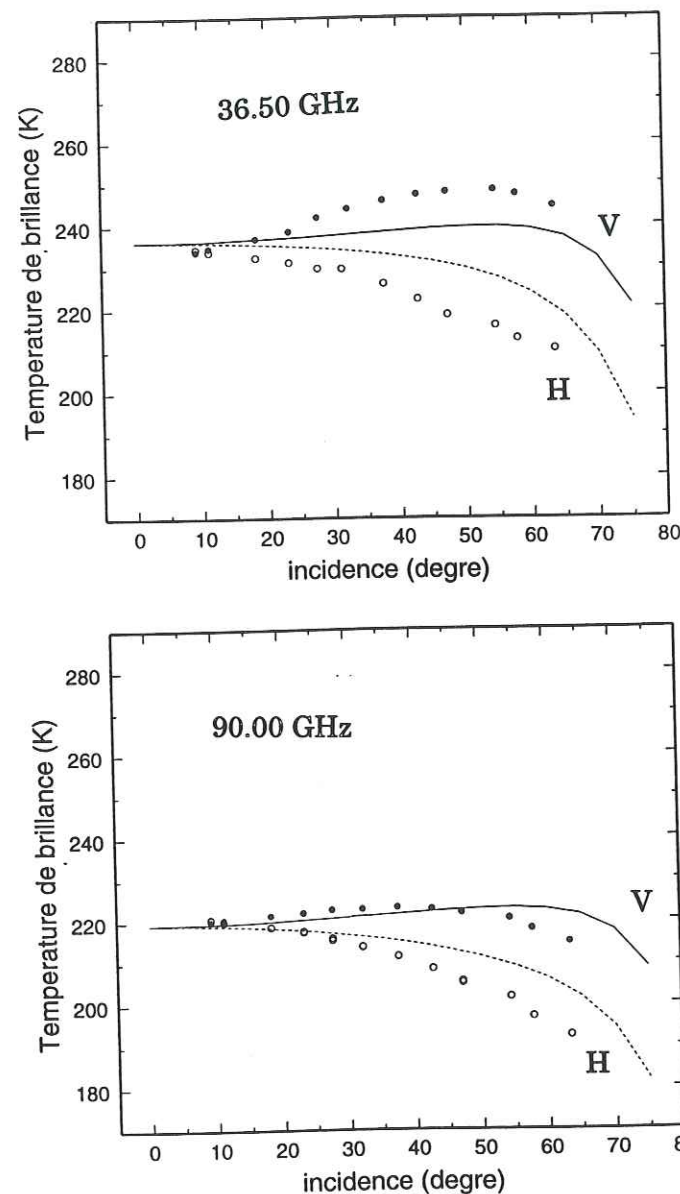


Fig.V.7 : Températures de brillance modélisées (trait plein (V) et pointillé (H)) après ajustement du diamètre des grains pour les fréquences 36.50 et 90.00 GHz. Il est de 0.19mm pour la fréquence 36.50 GHz et de 0.125 mm pour la fréquence 90.00 GHz.

Tableau V.4 : Longueurs de corrélation pour chaque fréquence, calculées d'après l'expression donnée par Stogryn, mesurées sur les images numérisées ou ajustées à partir du modèle.

Fréquence (GHz)	5.05	10.65	23.80	36.50	90.00
Long. corrélation Stogryn avec le diamètre convexe moyenné (cf. tab.V.3)(mm)	0.127	0.127	0.127	0.133	0.129
Long. cor. mesurées (mm)	à 4.67 m	à 4.67 m	à 3.82 m	à 1.29 m	à 0.37 m
horizontale	0.129	0.129	0.102	0.132	0.092
verticale	0.099	0.099	0.090	0.047	0.057
Long. cor. ajustée (mm)	0.438	0.276	0.127	0.096	0.070

2. 1. 4. Conclusion

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- L'incertitude sur la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace n'explique pas les différences importantes entre le niveau des valeurs modélisées et mesurées.
- Le modèle en milieu uniforme utilisé avec la formule de Stogryn et le diamètre convexe moyen ne reproduit pas le niveau des mesures PORTOS au nadir. Par contre, étant donné la grande sensibilité du modèle à la taille des grains, on peut ajuster pour chaque fréquence une longueur de corrélation de manière à retrouver le niveau au nadir des températures de brillance de PORTOS. Au regard des valeurs déterminées directement sur les images, les valeurs que l'on trouve sont tout à fait réalistes, du moins pour les fréquences supérieures à 10.65 GHz. Les longueurs de corrélation ajustées sont d'autant plus grandes que la profondeur d'émission est importante, ceci est compatible avec le grossissement des grains suivant la profondeur. Il n'y a cependant pas de relation évidente entre les longueurs de corrélation ajustées, les longueurs de corrélation calculées avec la formule de Stogryn et les quelques longueurs de corrélation que nous avons pu calculer sur les images digitalisées. C'est pourquoi, hormis la modélisation de l'interaction neige/micro-onde et la définition d'un paramètre de taille adéquat pour les micro-ondes, il semble qu'un travail important de caractérisation de la structure pour les différents types de neige, soit nécessaire.

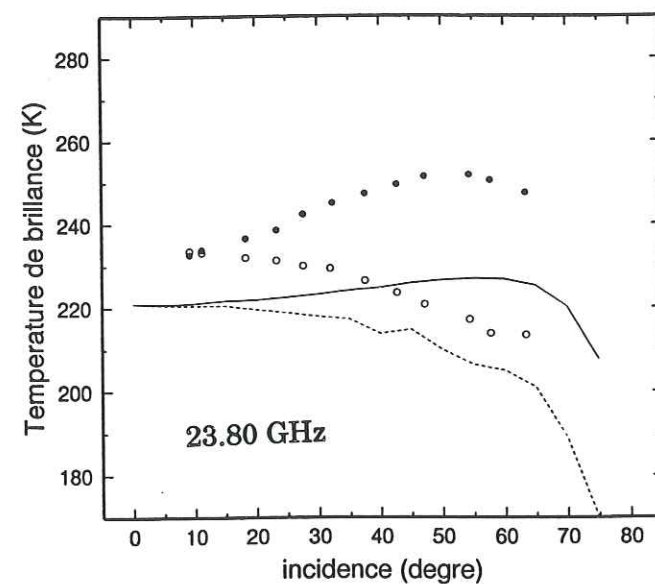


Fig.V.8 : Températures de brillance modélisées avec le modèle en milieu stratifié, en fonction de l' angle d' incidence, pour la fréquence 23.80 GHz.

- Le modèle en milieu uniforme ne prend pas en compte la stratification et ne reproduit pas les différences entre les polarisations verticale et horizontale. Pour les hautes fréquences, pour lesquelles une faible profondeur d'émission est mise en jeu, avec de plus, un manteau neigeux peu stratifié comme celui du 15-01-94, il paraît étonnant que le modèle uniforme ne suffise pas à traduire ces différences.

Dans le paragraphe qui suit, nous allons donc regarder si le modèle stratifié qui prend en compte les réflexions aux interfaces, permet de mieux reproduire les différences de polarisation.

2. 2. Modèle de Stogryn pour un manteau neigeux stratifié

2. 2. 1. Résultats des simulations

Le modèle de Stogryn en milieu stratifié a également été testé sur la stratigraphie du 15-01-94. Les différentes strates sont caractérisées par leur rayon convexe moyen, car nous ne possédons pas une stratigraphie de longueurs de corrélation en continu; nous nous intéressons ici essentiellement à l'effet du modèle en milieu stratifié sur la différence entre les polarisations verticale et horizontale. Afin de diminuer les effets d'interférences dues au fait que le modèle considère des strates d'épaisseur uniforme et des interfaces parfaitement lisses, ce qui n'est pas le cas d'une stratigraphie réelle, plusieurs simulations avec une vingtaine de strates générées de façon aléatoire autour d'une stratification moyenne représentative de celle du 15-01-94, sont effectuées (Surdyk, 1993). L'émissivité que l'on considère est la moyenne des émissivités calculées pour la vingtaine de stratifications, la température de brillance est alors égale à cette émissivité moyenne que multiplie la température moyenne sur l'épaisseur considérée.

Après de nombreuses simulations, comme on peut le voir pour la fréquence 23.80 GHz, sur la figure V.8, on constate que le modèle en milieu stratifié n'apporte rien de plus au niveau de la différence entre les polarisations verticale et horizontale. Les fortes différences de polarisations observées sur les mesures PORTOS ne sont pas reproduites. De plus le niveau des courbes au nadir est encore diminué par rapport au modèle uniforme, pour les fréquences 23.80, 36.50 et 90.00 GHz et inchangé pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz.

2. 2. 2. Conclusion

Sans faire d'ajustement, nous avons des difficultés à reproduire les différences de polarisation observées. Les réflexions de Fresnel à l'interface air/neige et aux interfaces entre les différentes strates du manteau neigeux sont correctement prises en compte dans le modèle. En effet, le coefficient de réflexion de Fresnel dépend essentiellement de la partie réelle de la constante diélectrique de la neige, et donc de la densité ; or celle-ci est bien mesurée dans chaque strate. Le manteau neigeux est d'ailleurs faiblement stratifié. La prise en compte de la rugosité aux interfaces ne ferait que diminuer encore la différence entre les polarisations. Par conséquent, à la vue de ces simulations, il semble que les phénomènes de diffusion tels qu'ils sont pris en compte dans le modèle, ne traduisent pas ce qui se passe dans la réalité. Le milieu réel est sans doute anisotrope et partiellement polarisé, à cause de l'orientation des cristaux, la diffusion privilégiant alors une polarisation par rapport à l'autre, ce qui expliquerait les fortes différences de polarisation rencontrées même aux fortes fréquences pour lesquelles le manteau neigeux est quasiment uniforme. De même, dans le modèle, le milieu est caractérisé par les fluctuations aléatoires de sa constante diélectrique. Elles sont décrites par une fonction d'autocorrélation à symétrie sphérique, ce qui suppose une diffusion par les grains de neige isotrope, or cette diffusion a probablement une dépendance angulaire du fait, par exemple, de la forme géométrique des grains. Il faudrait alors prendre en compte la fonction de phase de chaque type de cristaux de neige.

D'autres études comparant températures de brillance mesurées et températures de brillance modélisées par des modèles de transfert radiatif à deux couches (Davis et al., 1987) (Tsang et al., 1985) aboutissent aux mêmes résultats, les différences de polarisation ne sont pas bien reproduites par les modèles (Fig.V.9).

2. 3. Comparaison entre les mesures PORTOS et les températures de brillance calculées par un modèle de transfert radiatif

Une autre approche consiste à utiliser un modèle plus simple, et à ajuster des paramètres empiriques de manière à retrouver les températures de brillance mesurées. C'est le cas du travail de J. Cotton, un étudiant de l'Antarctic Cooperative Research Centre, qui a passé six

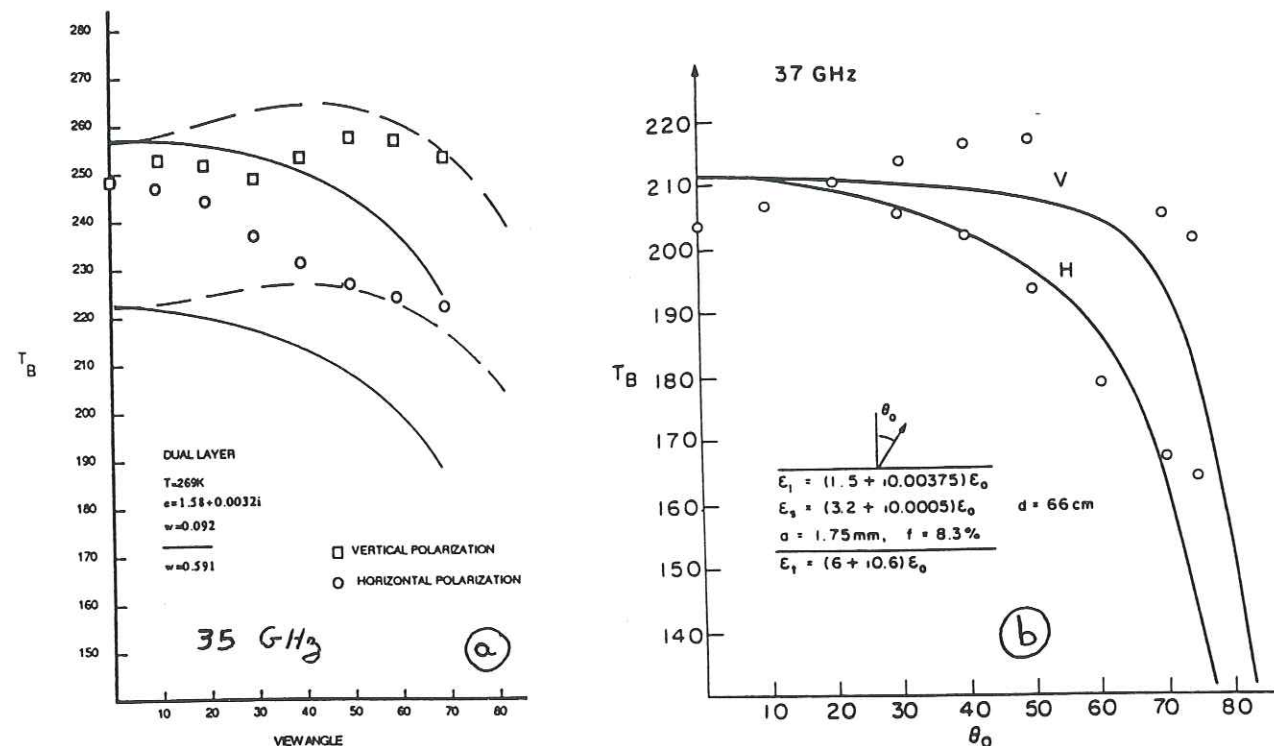


Fig.V.9 : Résultats de simulation par des modèles de transfert radiatif à deux strates, modèle en trait plein et mesures en cercle.

- a- (Davis et al., 1987) 35.00 GHz
- b- (Tsang et al., 1985) 37.00 GHz

mois au laboratoire. Ce modèle est basé sur celui de Comiso et al. (1982). Il s'appuie sur la théorie du transfert radiatif. L'intensité totale dans chaque strate est décrite par l'équation :

$$I(\theta) = I(\tau, \theta) \exp(-\tau/\mu) + \int_{\tau}^0 \epsilon(\tau') B[T(\tau')] \frac{\exp(-\tau'/\mu)}{\mu} d\tau' + 1/2 \int_{\tau}^0 \int_0^{\pi} p(\theta - \theta') I(\tau', \theta') \sin \theta' d\theta' \varpi_0(\tau') \frac{\exp(-\tau'/\mu)}{\mu} d\tau'$$

Avec :

- B est l'approximation de Rayleigh-Jeans de la fonction de Planck
- τ est l'épaisseur optique du milieu
- $\mu = \cos \theta$
- $p(\theta' - \theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2(\theta' - \theta))$ est la fonction de phase totale décrivant la diffusion (Rayleigh). C'est la somme de la fonction de phase correspondant à la polarisation horizontale, qui est indépendante de l'angle (soit 1) et de celle correspondant à la polarisation verticale, qui elle varie en $\cos^2 \theta$; le facteur 3/4 est un facteur de normalisation.
- γ_a est le coefficient d'absorption
- γ_s est le coefficient de diffusion, $\gamma_s = (1.8 \text{ rayon})^{1/3}$, basé sur la diffusion de Rayleigh
- $\gamma_e = \gamma_a + \gamma_s$ est le coefficient d'extinction
- $\varpi_0 = \frac{\gamma_s}{\gamma_e}$ est l'albédo de simple diffusion
- $\epsilon = \frac{\gamma_a}{\gamma_e}$ est l'émissivité

Dans l'équation, le premier terme à droite est la contribution de la radiation incidente qui atteint la strate, le deuxième terme prend en compte l'absorption et l'émission dans le milieu, le dernier terme est la contribution due à la diffusion. L'intensité montante et descendante est calculée de strate en strate ; le processus est itéré jusqu'à ce que la contribution de l'intensité montante devienne négligeable (Comiso et al., 1982). Dans le modèle, la réflexion de Fresnel n'est prise en compte qu'à l'interface air/neige et le coefficient d'absorption est pris constant, ce qui revient à considérer la densité constante dans le manteau neigeux. La polarisation est considérée dans le coefficient de Fresnel à la surface et dans la fonction de phase en différenciant dans l'équation qui décrit l'intensité dans chaque strate, la fonction de phase relative à la polarisation horizontale et à la polarisation

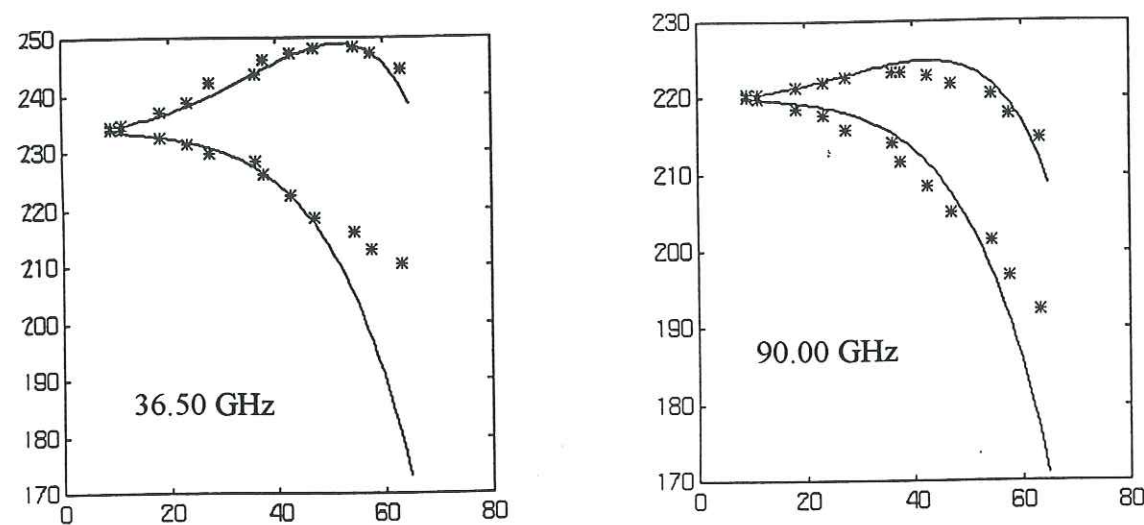


Fig.V.10 : Températures de brillance modélisées (trait plein) et mesurées par PORTOS (*) à 36.50GHz et 90.00 GHz, le 15-01-94. Les paramètres sont :
 - 36.50 GHz : $f = 0.35$, $\gamma_a = 0.55$, $\epsilon'_{\text{glace}} = 2.7$
 - 90.00 GHz : $f = 0.12$, $\gamma_a = 0.65$, $\epsilon'_{\text{glace}} = 2$.

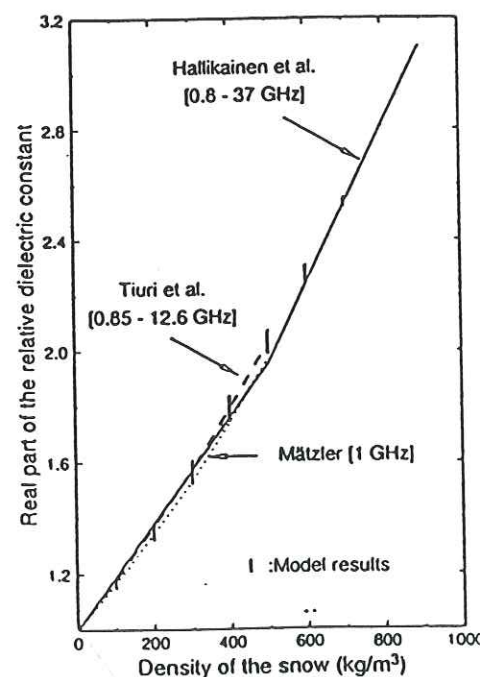


Fig. V.11 : Partie réelle de la constante diélectrique de la neige en fonction de la densité.

verticale. Trois paramètres sont ajustés de manière à ce que les températures de brillance modélisées reproduisent celles mesurées par PORTOS, ce sont :

- le coefficient de diffusion affecté d'un facteur multiplicatif f permettant de contrôler la diffusion et le niveau des courbes modélisées, $\gamma_s' = f \gamma_s$
- le coefficient d'absorption γ_a qui contrôle la forme de la courbe
- la partie réelle de la constante diélectrique de la neige qui, en modifiant la réflexion de Fresnel, permet d'augmenter artificiellement la différence de polarisation qui nous pose tant de problèmes dans le modèle d'émissivité.

Moyennant l'ajustement de ces paramètres, on peut reproduire de façon satisfaisante les températures de brillance mesurées par PORTOS avec un modèle de transfert radiatif. Les résultats obtenus par exemple pour le 36.50 GHz et le 90.00 GHz pour le jour 15/01/94 sont présentés figure V.10. Certains de ces ajustements sont cependant irréalistes, comme celui sur la partie réelle de la constante diélectrique de la neige dont les valeurs et la dépendance en fonction de la densité sont bien connues ; elle est par exemple prise égale à 2.7 pour le cas précédent du 36.50 GHz et à 2 pour le 90.00 GHz, ce qui correspondrait respectivement à une densité de 800 kg/m³ sur environ le premier mètre et à 500 kg/m³ en surface (Cf. Fig. V.11) ! Cependant, avec de nombreuses données radiométriques et de terrain, on peut espérer relier les paramètres ajustés aux propriétés réelles de la neige.

3. Conclusion

Dans la comparaison des modélisations et des mesures de PORTOS, deux approches différentes ont été présentées. La nôtre, qui consiste à utiliser un modèle complexe de calcul de l'émissivité de la neige, en essayant de modéliser les phénomènes physiques, à l'échelle microscopique, de l'interaction neige/micro-ondes, sans ajuster de paramètre. Nous avons vu que nous ne reproduisons pas la différence entre les polarisations verticale et horizontale, et que l'on peut trouver une longueur de corrélation réaliste reproduisant le niveau des courbes au nadir, encore faut-il pouvoir la mesurer précisément. C'est pourquoi un travail important de caractérisation de la structure reste à faire. La différence de polarisation relativement grande malgré un manteau neigeux faiblement stratifié pose le problème de la modélisation de la diffusion. J. Cotton utilise lui un modèle plus empirique, qui considère

des phénomènes globaux ; ce modèle permet de retrouver assez bien les mesures PORTOS, cependant il nécessite l'ajustement de nombreux paramètres, parfois de manière irréaliste. Bien sûr, d'autres jeux de données de ce type, c'est à dire mesures radiométriques et mesures des caractéristiques de la neige simultanées, sur plusieurs types de manteaux neigeux et si possible à de plus petites échelles, sont encore nécessaires afin d'essayer de répondre aux nombreuses questions qui ont été soulevées.

Conclusion

Conclusion

Dans une première partie, nous avons étudié la possibilité d'utiliser la mesure micro-onde pour déterminer la température de la surface de la calotte Antarctique. En effet, la mesure micro-onde n'est pas directement liée à la température thermodynamique comme peut l'être la mesure infra-rouge, mais comme nous l'avons précisé, elle présente l'avantage d'être peu sensible aux effets atmosphériques. Nous avons vu qu'avec un modèle simple basé sur la théorie du transfert radiatif, nous retrouvons assez bien les températures de brillance mesurées par le satellite à partir de profils de température dans le manteau neigeux ; ceux-ci sont eux-mêmes calculés avec un modèle thermodynamique à partir des températures de l'air mesurées par les stations automatiques AWS. Cependant, nous avons considéré que l'émissivité d'un site change peu au cours du temps, ce qui est valable pour de grandes zones en Antarctique. Nous avons également ajusté un coefficient d'extinction semi-empirique du milieu qui dépend des caractéristiques du manteau neigeux, information que nous ne possédons pas. Ainsi, nous avons pu avoir une idée de la profondeur de pénétration de l'onde, qui est un paramètre important pour l'interprétation des données satellitaires ; les sites proches de la côte ont des profondeurs de pénétration plus petites que ceux sur le plateau Antarctique. Moyennant cette hypothèse et cet ajustement, le modèle direct donne globalement de bons résultats.

Cependant, l'intérêt est de pouvoir établir le modèle inverse afin de déterminer la température de surface de la neige à partir des mesures satellitaires. Le modèle que nous avons développé fait toujours l'hypothèse d'une émissivité constante, il nécessite la connaissance du coefficient d'extinction semi-empirique du milieu et d'un profil de température initial. Bien que le problème soit actuellement sous-déterminé, la méthode donne cependant des résultats prometteurs. De manière à la rendre opérationnelle, il faudrait être capable de déterminer les coefficients d'extinction indépendamment. Plusieurs idées peuvent être proposées, elles peuvent passer par l'exploitation de l'information spectrale qui jusqu'à présent n'a pas été étudiée précisément. Il s'agirait alors de :

- développer la méthode des différences de phases entre les variations temporelles des températures de brillance aux différentes fréquences et le rayonnement solaire auquel la température à la surface de la neige est liée ; elles dépendent de la diffusion de la chaleur dans le manteau neigeux mais aussi de la profondeur de pénétration.

- établir des liens entre les caractéristiques spectrales telles que le gradient en fréquence ou la polarisation et les coefficients d'extinction semi-empiriques ajustés dans le

sens direct ; cette méthode nécessite d'étudier beaucoup de sites où températures de brillance et températures thermodynamiques seraient disponibles.

Une autre méthode, qui semble intéressante, est d'utiliser de façon conjointe des données micro-ondes et des données infra-rouge. Les températures de surface déterminées directement à partir des mesures infra-rouges les jours de ciel clair pourraient servir de points de calage, permettant d'ajuster un coefficient d'extinction.

Pour améliorer les résultats, il serait également nécessaire de valider le modèle de calcul des profils de température dans la neige, à partir de mesures de terrain et d'étudier la possibilité d'utiliser non plus une émissivité constante sur l'année, mais une émissivité variable, peut-être saisonnière ; mais nous n'avons pas d'idée actuellement sur la manière de la faire varier. Cette première partie montre l'intérêt de bien comprendre les interactions entre la neige et le rayonnement micro-onde et justifie des opérations de validation où les caractéristiques radiométriques et de terrain sont bien maîtrisées. C'est l'objectif de l'expérience PORTOS-NEIGE menée au mois d'Octobre 93 et Janvier 94, à Chamonix, avec le radiomètre PORTOS fixé à la télécabine de la Vallée Blanche. Suite à cette expérience, nous disposons d'un jeu de données fiables, constitué de mesures radiométriques, à plusieurs fréquences et angles d'incidence sur un manteau neigeux épais et froid et de mesures de terrain de plusieurs types. Ces mesures peuvent servir de référence pour la validation des différents modèles de calcul d'émissivité ou de températures de brillance de la neige.

Le calcul des longueurs de corrélation directement sur les échantillons de structure de la neige a montré que l'on ne retrouvait pas les valeurs calculées à partir de la formule analytique de Stogryn et du diamètre convexe des grains. Elles sont cependant du même ordre de grandeur ; de plus, les longueurs de corrélation calculées suivant la verticale du manteau neigeux (profondeur) ou l'horizontale sont différentes, ce qui montre que le manteau neigeux n'est pas parfaitement isotrope.

Le calcul des températures de brillance à partir du modèle de Stogryn en milieu uniforme et des diamètres convexes moyens ne reproduit pas le niveau des mesures PORTOS au nadir, même pour les fortes fréquences où à priori les conditions de manteau neigeux uniforme sont bien vérifiées. L'incertitude sur la partie imaginaire de la constante diélectrique de la neige ne permet pas d'expliquer cette différence. Par contre, étant donné la grande dépendance de la température de brillance modélisée en fonction de la taille des grains, on peut déterminer une longueur de corrélation réaliste en ajustant le niveau au nadir des courbes mesurée et modélisée. Le modèle en milieu uniforme comme le modèle en milieu stratifié ne reproduisent pas les fortes différences entre les polarisations verticale

et horizontale des mesures de PORTOS, malgré un manteau neigeux faiblement stratifié. Les réflexions aux interfaces dépendent essentiellement des différences de densité entre les strates ; or la mesure de la densité sur le terrain ne pose pas de problème et est suffisamment précise. Par conséquent, ce seraient les phénomènes de diffusion qui ne seraient pas bien pris en compte dans le modèle, avec probablement un milieu partiellement polarisé et une direction de polarisation privilégiée, à cause de l'orientation des cristaux, ou une diffusion par les grains non isotrope et présentant une dépendance angulaire, du fait de la forme des cristaux.

Un modèle plus simple basé sur le transfert radiatif reproduit assez bien les températures de brillance mesurées par PORTOS. Cependant afin de retrouver les importantes différences de polarisation, il nécessite l'ajustement de valeurs irréalistes, comme pour la densité en surface.

Ces résultats montrent qu'il semble nécessaire de revoir la modélisation des phénomènes de diffusion dans le modèle de Stogryn. Il faudrait également introduire un profil de température de manière à faire des comparaisons journalières plus précises.

De plus, un travail important de caractérisation de la structure de la neige, de définition et de détermination de la "taille des grains", reste à faire. Nous avons vu que la manière de binariser les images dépendait fortement du seuil utilisé ; celui-ci est pour le moment défini de manière à retrouver la densité mesurée à partir du rapport surface de glace sur surface totale, ce qui suppose un milieu isotrope et aléatoire. L'étude des images à trois dimensions permettrait de préciser le degré d'anisotropie.

En résumé, l'expérience PORTOS-NEIGE soulève un certain nombre de questions sur la modélisation et la caractérisation de la neige. C'est le rôle de ce genre d'expérimentation, dont l'objectif principal a été atteint, à savoir fournir à la communauté un jeu de mesures (radiométrie + terrain) de référence.

Annexes

Annexe 1

Résolution de l'équation de diffusion de la chaleur

Equation de la chaleur dans les milieux continus

L'équation de la chaleur, dans un milieu continu, et dans le cas d'une seule dimension d'espace z , s'écrit (Carslaw et Jaeger, 1959) :

$$\rho_n C \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4)$$

Les différents paramètres et coefficients de l'équation sont :

- T représente la température, z la profondeur et t le temps.
- ρ_n est la masse volumique de la neige (kg. m^{-3})

Après avoir préalablement vérifié qu'une variation de la masse volumique de la neige avait peu d'influence sur les profils simulés, nous avons pris ρ_n constante et égale à 450 kg. m^{-3} .

- K est la conductivité thermique de la neige ($\text{W. m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$).

Expressions données dans (Yen, 1981) à partir de mesures expérimentales :

$$K = K_i \left(\frac{\rho_n}{\rho_w} \right)^{1.88}$$

- avec
- $K_i = 9.828 \exp(-0.0057 T)$ conductivité de la glace
 - ρ_n et ρ_w masse volumique de la neige et de l'eau

Ce terme inclue le flux de chaleur dû à la diffusion de vapeur dans le manteau neigeux (Brun et al., 1989).

- C capacité calorifique ($\text{J. kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

La formule utilisée a été obtenue par Yen (1981) par régression linéaire sur différentes mesures disponibles et est valable pour des températures supérieures à 150 K.

Il s'agit de :

$$C_T = 2.7442 + 0.1282 T \quad \text{en mole}^{-1} \text{K}^{-1}$$

Pour des questions d'unités dans l'équation de la chaleur, C en (J. kg⁻¹. K⁻¹) est égale à :

$$C = C_T \frac{1000}{18}$$

- u_z est la vitesse verticale en m.s⁻¹ d'une particule de neige par rapport à la surface, elle est due à l'accumulation.

$$u_z = \frac{acc}{\rho_n} \quad \text{avec } acc = \text{accumulation annuelle moyenne}$$

Etant donné les faibles accumulations, le flux de chaleur transféré par enfoncement des particules de neige devient négligeable.

Résolution par la méthode des différences finies

- Méthode

La résolution numérique de cette équation différentielle nécessite la discrétisation de l'équation de propagation de la chaleur.

Pour numériser, on discrétise la profondeur en Nc couches d'épaisseur Δz et le temps en Nt instants, séparés d'un intervalle Δt . Les dérivées sont exprimées avec des différences finies. A chaque pas de temps j du programme nous connaissons la température $T_{i,j}$ pour tout indice d'espace i, et nous déterminons $T_{i,j+1}$ au temps (j+1).

Pour la discrétisation, nous utilisons un schéma implicite, plus stable, où la dérivée temporelle est prise en arrière et les dérivées spatiales sont prises au pas de temps (j+1), (Remson et al., 1971), (Ritz, 1992).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_{ij+1} - T_{ij}}{\Delta t}$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T_{i+1,j+1} - T_{i-1,j+1}}{2\Delta z}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{T_{i+1,j+1} - 2T_{ij+1} + T_{i-1,j+1}}{(\Delta z)^2}$$

Ainsi, pour une couche i, nous obtenons après discrétisation de l'équation de la chaleur :

$$\rho_i C_i \frac{(T_{ij+1} - T_{ij})}{\Delta t} + u_i \rho_i C_i \frac{(T_{i+1,j+1} - T_{i-1,j+1})}{2\Delta z} = \frac{K_{i+1}(T_{i+1,j+1} - T_{ij+1}) - K_{i-1}(T_{ij+1} - T_{i-1,j+1})}{2(\Delta z)^2}$$

soit finalement :

$$\left(\frac{-u_i \rho_i C_i}{2\Delta z} - \frac{K_{i-1}}{2(\Delta z)^2} \right) \frac{\Delta t}{\rho_i C_i} * T_{i-1,j+1} \quad \text{sousdiag (i-1)}$$

$$\left(\frac{\rho_i C_i}{\Delta t} + \frac{K_{i+1} + K_{i-1}}{2(\Delta z)^2} \right) \frac{\Delta t}{\rho_i C_i} * T_{ij+1} \quad \text{diag (i)}$$

$$\left(\frac{u_i \rho_i C_i}{2\Delta z} - \frac{K_{i+1}}{2(\Delta z)^2} \right) \frac{\Delta t}{\rho_i C_i} * T_{i+1,j+1} \quad \text{surdiag (i)}$$

Cette équation s'écrit pour toutes les couches de 2 à (Nc-1) ; les conditions en surface (i=1) et en profondeur (i=Nc) sont imposées.

Le système s'écrit sous forme matricielle :

$$[M] \cdot [T_{j+1}] = [T_j]$$

où [M] est une matrice tridiagonale de dimension (Nc x Nc)

et où le vecteur [T_j] profil de température au pas de temps j est exprimé en fonction du vecteur [T_{j+1}] profil de température au pas de temps (j+1).

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- La température à la surface de la neige (i=1) est imposée à chaque pas de temps, elle est approximée par la température AWS journalière moyenne.

Imposer la valeur en surface revient à prendre :

$$T_{1,j} = T_{1,j+1} = T_{aws,j+1}$$

$$\text{diag}(1)=1$$

$$\text{surdiag}(1)=0$$

- La condition au limite en profondeur est telle que le gradient de température à 20m soit en i=Nc est nul. Un profil de température de 20m de profondeur étant suffisant pour la suite des calculs, c'est à dire la détermination de la température de brillance.

Imposer la dérivée spatiale en profondeur revient à prendre :

$$T_{nc,j+1} = \text{valeur du gradient}=0$$

$$\text{diag}(1)=1$$

$$\text{surdiag}(1)=-1$$

Le système matriciel est représenté figure A.1 ci dessous :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & & & \\ & \ddots & & & \\ & & \text{ssdiag}(i-1) & \text{diag}(i) & \text{surdiag}(i) \\ & & & \ddots & \\ & & & & 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_{1,j+1} \\ \vdots \\ T_{i,j+1} \\ \vdots \\ T_{nc,j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{1,j} \\ \vdots \\ T_{i,j} \\ \vdots \\ T_{nc,j} \end{pmatrix}$$

Il s'agit d'un système linéaire de Nc équations à Nc inconnues, (les $T_{i,j+1}$ avec i variant de 1 à Nc), résolu par la méthode de Gauss pour une matrice tridiagonale, ce qui simplifie nettement la résolution du système.

Remarque : la matrice [M] fait intervenir les coefficients ρ , K, C au temps (j+1), or les

températures à (j+1) ne sont pas connues à ce moment du calcul car c'est justement celles-ci que l'on cherche à déterminer en résolvant le système ; ces coefficients sont par conséquent calculés avec les températures au temps précédent j.

Dans notre équation de diffusion de la chaleur les coefficients devant les dérivées partielles sont constants ou ne dépendent que de z (par l'intermédiaire de la température), la méthode implicite est inconditionnellement stable et convergente, donc indépendante du choix de Δt et de Δz .

Le pas en temps est pris égal à *un jour*. Des variations du pas de temps n'entraînent pas de différences significatives sur les profils simulés.

Le pas de discrétisation en profondeur est choisi en vue du calcul de la température de brillance où le profil de température est intégré. Ce calcul est effectué par la méthode numérique d'intégration de Simpson. Des tests sur la précision obtenues suivant le pas d'intégration en z choisi ont permis de définir $\Delta z = 10 \text{ cm}$.

Nous voulons simuler les profils de température journaliers de 0 à 20 m pour tous les jours d'une année. Le calcul peut être initialisé, soit par un profil constant égal à la moyenne annuelle, puis itéré jusqu'à ce que les conditions initiales soient "oubliées" (généralement au bout de 2 à 3 tours), soit par le dernier profil de l'année précédente.

Annexe 2

Profils de température :

Profil du 09-10-93

H cm	T °C
0	-11.0
05	-10.0
10	-9.4
20	-7.2
30	-6.3
40	-6.1
50	-6.0
70	-6.0
90	-5.7
110	-5.0
130	-4.4
150	-3.7
170	-2.7
190	-2.0
210	-1.6
220	-1.2
240	-0.8
260	-0.5
270	-0.2
310	-0.1

Profil du 13 -01-94

H cm	T°C
0	-9.7
05	-10.3
10	-11.5
20	-12.2
30	-12.1
40	-12.1
50	-11.9
60	-11.8
70	-11.7
80	-11.5
90	-11.3
100	-11.3
120	-11.1
140	-11.0
160	-10.9
180	-10.7
200	-10.6
220	-10.2
240	-10.1
260	-9.8
280	-9.5
300	-9.0
340	-8.3
380	-7.5
420	-6.5
460	-5.6
500	-4.8
510	-4.5
628	-2.4
670	-1.8

Profil du 15 -01-94

H cm	T°C
0	-19.8
05	-18.1
10	-16.3
20	-12.8
30	-11.2
40	-11.2
50	-11.4
60	-11.7
70	-12.0
80	-12.1
90	-12.2
100	-12.2
120	-11.5
140	-11.3
160	-11.1
180	-11.0
200	-10.9
220	-10.7
240	-10.6
260	-10.2
280	-10.1
300	-9.8
340	-9.5
380	-8.3
420	-7.5
460	-6.5
500	-5.6
540	-4.8
550	-4.5
668	-2.4
710	-1.8

Suivi des températures de "surface" lors des mesures radiométriques

Journée 13 Janvier 1994

La température de l'air est de -5 °C.

Heure	11h26	12h05	12h45	13h50	14h30
0 cm	- 9.3 °	- 9.4 °	- 8.0 °	- 7.3 °	- 7.3 °
5 cm	- 10.8 °	- 10.9 °	- 11.1 °	- 10.1 °	- 10.0 °
10 cm	- 11.7 °	- 11.8 °	- 12.0 °	- 11.4 °	- 10.7 °
20 cm	- 12.2 °	- 12.4 °	- 12.3 °	- 12.0 °	- 11.4 °
30 cm	- 12.2 °	- 12.4 °	- 12.3 °	- 12.2 °	- 11.6 °
40 cm	- 12.2 °	- 12.3 °	- 12.2 °	- 11.9 °	- 11.4 °
50 cm	- 12.5 °	- 12.1 °	- 12.0 °	- 11.7 °	- 11.6 °

Journée du 15 Janvier 1994

La température de l'air est de - 14.5 °C.

Heure	11h05	12h00	13h10	13h40	14h10	14h45
0 cm	-18.9 °	- 19.7 °	- 19.1 °	- 19.9 °	- 21.4 °	- 19.9
5 cm	- 18.7 °	- 18.0 °	- 16.9 °	- 17.9 °	- 17.5 °	- 19.0 °
10 cm	- 17.4 °	- 16.2 °	- 15.7 °	- 16.9 °	- 15.9 °	- 15.9 °
20 cm	- 12.2 °	- 12.8 °	- 12.7 °	- 14.0 °	- 12.5 °	- 13.3 °
30 cm	- 11.0 °	- 11.1 °	- 11.3 °	- 11.8 °	- 11.4 °	- 11.6 °
40 cm	- 11.0 °	- 11.1 °	- 11.3 °	- 11.2 °	- 11.1 °	- 11.1 °
50 cm	- 11.3 °	- 11.3 °	- 11.3 °	- 11.3 °	- 11.3 °	- 11.2 °

remarque: à 13h40, le site de mesure de température est à l'ombre alors que environ la moitié du site de mesure radiométrique est au soleil; à 14h10, tout est à l'ombre.

Les températures de la surface à 50 cm de profondeur n'ont quasiment pas varié au cours de la journée.

Annexe 3

Liste et rôle des organismes et personnes ayant participé à l'expérience PORTOS-NEIGE en Octobre 93 et Janvier 94

Cette opération a été financée par le CNES ainsi que par tous les organismes participant au Programme National de Télédétection Spatiale.

LGGE: Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement
BP 96 38402 Saint Martin d'Hères Cedex Fax: 76 82 42 01 Tél: 76 52 42 00
Chalet du Clos de l'Ours, 700 Route des Pèlerins, CHAMONIX, Tél. 50 53 07 33

Rôle: - coordination expérience
- fabrication cabines instrument et énergie
- coordination mesures terrain
- traitement résultats

Michel FILY (coordination)
Isabelle SHERJAL (mesures terrain, traitement données)
Michel CRESEVEUR (mesures terrain)
Christian VINCENT (topographie)
Jean-Luc REMANE (conception, fabrication, installation cabines)
Claude RADO (conception, fabrication, installation cabines, mesures terrain)
Alain MANOUVRIER (fabrication, installation cabines)
Jean-Philippe BALESTRIERI (fabrication, installation cabines)
Claude GIRARD (fabrication, installation cabines)
Eric DREVET, Sylviane SURDYK (opérations gare)
Emmanuel LE MEUR, Emmanuel THIBERT (mesures terrain)
Christophe GENTHON, Hervé CABOT (mesures terrain)
Michel GAY (caractérisation structure de la neige)

+ Yves PAGE, Université de Savoie, (mesures terrain, analyse échantillons)
Le Vallon Fleuri Bât C 73490 LA RAVOIRE tél. 79 70 52 21

CNES: Centre National d'Etudes Spatiales
18 Av. Edouard Belin 31055 TOULOUSE Cedex Fax: 61 28 18 15 Tél: 61 27 31 31

Rôle: - intégration et mise en oeuvre PORTOS
- étalonnages PORTOS
- télécommandes, connectique, vidéo, sécurité incendie

Philippe RAZONVILLE

Thierry PHULPIN
Olivier GROSJEAN
Emile CHAPUIS
Bernard EMEL
Aurélie SAND
Jean Luc BARDOU **
Didier GAUTHIER **
Philippe DELEGLISE
Hervé DECRAMER

*** C'est avec une grande tristesse que nous avons appris la disparition de Jean-Luc et Didier le 10 Novembre 93 sur les pentes du Chimborazo en Equateur.*

CERT (Centre d'Etudes et de Recherche de Toulouse), DERMO

Complexe Aérospatial de Lespinet
2 Av. E. Belin BP 4025 31055 TOULOUSE Cedex Tél: 61 55 71 44 Fax: 61 55 71 44

Rôle: - mise en oeuvre radiomètre à 35GHz pour mesures ciel

Joël LEMORTON

CEN: Centre d'Etude de la Neige

Av. de la Piscine, 38400 SAINT MARTIN D'HERES Tél: 76 63 79 00

Rôle: - mesures neige: mesures terrain + prélèvement échantillons + analyse avec système vidéo au CEN

Bernard LESAFFRE
Cécile COLEOU

STMB: Société des Téléphériques du Mont-Blanc

100 Parking Aiguille du Midi 74400 CHAMONIX MONT-BLANC
Tél: 50 53 30 80 Fax: 50 55 99 76

Rôle: - mise en oeuvre télécabine de la Vallée Blanche
- transport Chamonix-Aiguille
- hébergement Aiguille

P. PERRET ,Directeur.
J.M. MERMILLOD, Responsable Technique.

Météo-France, Chamonix

BP 124 74400 CHAMONIX MONT-BLANC Tél: 50 53 63 00 Répondeur: 36 68 02 74

Rôle: - Prévision météo

Alain BRAVARD , Directeur.

PGHM: Peloton de Gendarmerie de Haute Montagne

69 Route de la Mollard BP112 74403 CHAMONIX MONT-BLANC Tél: 50 53 16 89

Rôle: - sécurité équipe terrain lors des mesures et déplacements

Capitaine THIMOTHEE
Major MATHIEU

CMBH (Chamonix Mont-Blanc Hélicoptère)

BP 39 74400 Les Praz de Chamonix Tél: 50 54 13 82

Rôle: Transport de l'équipe terrain sur le site de mesure.

Pascal BRUN

Temporal variations of microwave brightness temperatures over Antarctica

I. SHERJAL AND M. FILY

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, 38402 Saint-Martin-d'Hères Cedex, France

ABSTRACT. Passive microwave brightness temperatures from the Special Sensor Microwave Imager (SSM/I) are studied together with surface air temperatures from two Automatic Weather Stations (AWS) for the year 1989. One station is located on the East Antarctic plateau (Dome C) and the other on the Ross Ice Shelf (Lettau). The satellite data for frequencies 19, 22 and 37 GHz with vertical polarization, centered on the two AWS stations, are studied. A simple thermodynamic model and a simple radiative-transfer model, that takes into account the snow temperature profile and assumes a constant annual emissivity, are proposed. The combination of these two models enables us to compute extinction coefficients, penetration depths and to retrieve the measured brightness temperature variations from the AWS surface temperatures. Afterwards, this model is reversed in order to retrieve the snow-surface temperatures from the satellite data. Results are promising but strong approximations and a priori knowledge of the extinction coefficient are still needed at this point.

1. INTRODUCTION

The great size of the Antarctic ice sheet together with its rough environment lead to a lack of ground measurements. Microwave remote sensing permits a spatial and temporal coverage of this continent under any weather conditions (Zwally, 1977). Moreover, when the snow is dry, the measured radiation comes from a frequency-dependent depth; consequently, information on both the snow surface and the snow volume is provided (Rott and others, 1993). In this way, interpretation of the microwave spectral signatures is able to provide snow characteristics such as grain-size, density and temperature profile. Of these data, temperature is an essential parameter for ice sheets and climate studies. The aim of this work is to study the temporal variations of the brightness temperature, in order to retrieve the snow-temperature variations.

In the first part, a simple model based on radiative transfer and accounting for the temperature profile is proposed, which enables us to retrieve the measured brightness temperatures. In part two, we try to solve the reverse problem which consists of the retrieval of the snow temperature from the satellite data.

2. SURFACE AIR-TEMPERATURE DATA

A network of automatic weather station (AWS) units was deployed on the Antarctic ice sheet in order to collect surface-weather conditions. Every 3 h, each unit measures air temperature, air pressure, wind speed and direction from the top of the unit tower at a nominal height of 3 m (Keller and others, 1990).

These data have been available for several years but

some of the stations have not been working continuously. Because we want to compare them with coarse-resolution passive microwave satellite data, stations too close to the coast or mountains are eliminated because of the spatial inhomogeneity of the pixel centered on them.

Finally, station Dome C, on the East Antarctic plateau, and station Lettau, on the Ross Ice Shelf, have been chosen (Fig. 1). The mean daily temperature during the year 1989 was calculated for each station (Fig. 2).

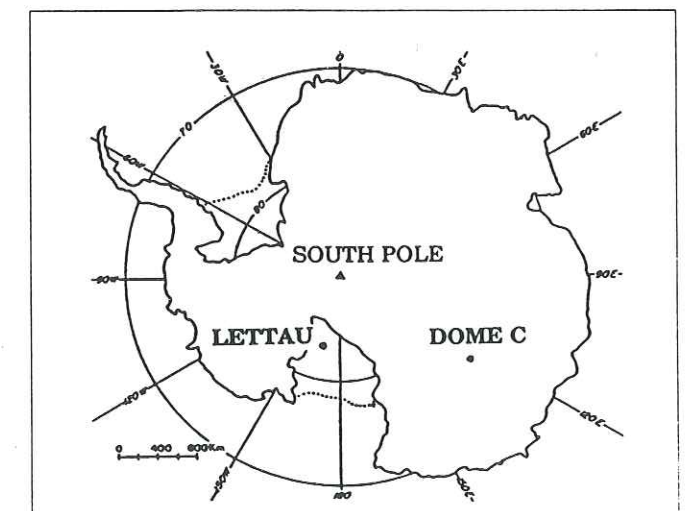


Fig. 1. Map of Antarctica, location of Dome C (74.50° S, 123.00° E, 3280 m) and Lettau (82.59° S, 174.27° W, 55 m).

3. SSM/I DATA

The Special Sensor Microwave Imager (SSM/I) is a seven-channel four-frequency linearly polarized passive

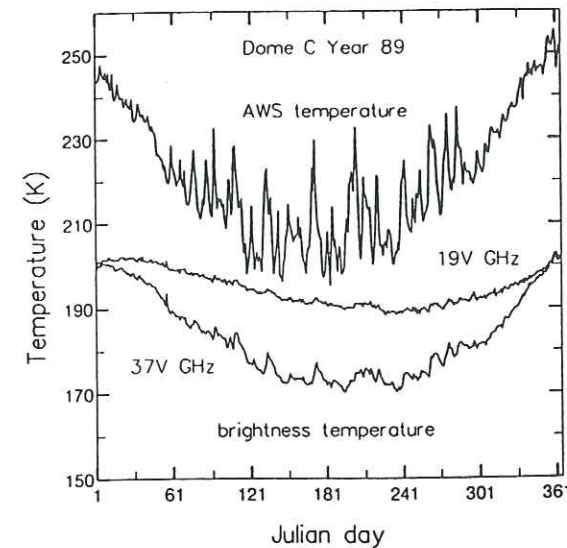


Fig. 2. AWS temperatures and measured brightness temperatures at Dome C for the year 1989.

microwave radiometric system. It was launched aboard the DMSP F8 (Defense Meteorological Satellite Program) platform in June 1987 and is still operating.

The vertical and horizontal polarized thermal upwelling radiation, expressed as a brightness temperature, is measured at an incident angle of 53.1° , for frequencies 19.35, 37.00 and 85.5 GHz; the frequency 22.235 GHz is measured only for vertical polarization. Henceforth, these seven channels will be referred to as 19H, 19V, 22V, 37H, 37V, 85H and 85V (Goodberlet and Swift, 1992).

Raw data from each data channel are gridded at 12.5 km resolution (85 GHz) or 25.0 km resolution (other frequencies) on the South Polar grid as follows: the brightness temperatures which fall into one grid cell are summed for a 24 h period and divided by the number of observations to obtain the average brightness temperature for this grid cell. Neither the number nor the time of observations per pixel are available; we therefore consider the average as a daily mean. More information can be found in the DMSP SSM/I Brightness Temperature and Sea Ice Concentration Grids for the Polar Regions on CD-ROM, User's Guide 1992, National Snow and Ice Data Center Special Report-1, available from the Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences, University of Colorado.

Because the atmosphere is dry and cold above Antarctica and far enough from the coast, atmospheric effects are negligible for frequencies 19, 22 and 37 GHz. The 85 GHz channel is more affected by the atmosphere and thus is not used. Vertical polarization is preferred because it is less dependent on stratification and on surface roughness due to the measurement incident angle which is close to the Brewster angle for snow. Therefore, only the frequencies 19, 22 and 37 with vertical polarization are taken into account in this study.

The mean daily brightness temperatures of the pixels centered on the AWS stations are selected and shown in Figure 2 for Dome C. The same strong variations, with different amplitudes, can be seen for both the AWS temperatures and the brightness temperatures.

As illustrated in Figure 3, which represents the mean

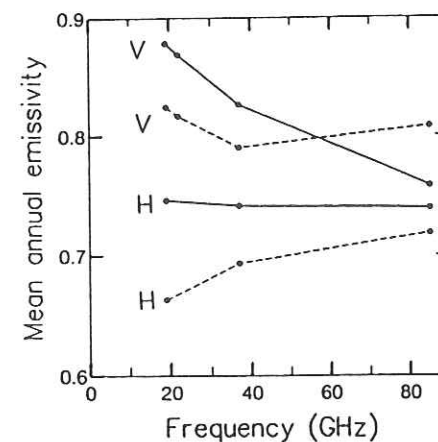


Fig. 3. Mean annual vertical and horizontal emissivity for frequencies 19, 22, 37 and 85 GHz at Dome C (dashed line) and Lettau (solid line). The values for 85V GHz are given for the year 1988 because this channel stopped functioning in 1989.

annual emissivity of Dome C and Lettau, the two stations have quite different behavior. The mean annual emissivity is defined as the ratio between the mean annual brightness temperature and the mean annual snow-surface temperature, which is approximated by the mean annual AWS temperature.

4. THE DIRECT MODEL

First, the direct problem to solve is the retrieval of the daily mean brightness temperature at each frequency from the daily temperature profiles. To this objective, simple radiative-transfer and snow-thermodynamic models are used.

4.1. The radiative-transfer model

For an absorbing and scattering semi-infinite medium, after using the Rayleigh-Jeans approximation, the brightness temperature at any point r is given by (Ulaby and others, 1981):

$$TB(r) = \int_0^r K_a(r')T(r')\exp(-\tau(r',r))dr' + \int_0^r K_s(r')T_{sc}(r')\exp(-\tau(r',r))dr'. \quad (1)$$

All terms in this equation pertain to propagation in the direction \vec{r} , r' represents a point along the path $(0, r)$, and the brightness temperature at the origin is supposed to be equal to 0. K_a is the absorption coefficient, K_s is the scattering coefficient, K_e is the extinction coefficient and $T(r')$ is the temperature profile. $\tau(r',r)$ is the optical thickness:

$$\tau(r',r) = \int_{r'}^r K_e(r)dr.$$

$T_{sc}(\vec{r}')$ represents the radiation scattered in the direction \vec{r}' from all other incident radiation with $TB(\vec{r}_i)$ being the radiation incident from direction \vec{r}_i and $\psi(\vec{r}', \vec{r}_i)$ the phase function accounting for the part of energy scattered from

direction \vec{r}_i into direction \vec{r}' .

$$T_{sc}(\vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \int \int_{4\pi} \psi(\vec{r}', \vec{r}_i) TB(\vec{r}_i) d\Omega_i.$$

The contribution from an infinitesimal layer dr' at point r' is reduced in magnitude by the factor $\exp(-\tau(r',r))$ due to extinction by the material between the layer at a point r' and the observation point at r .

The second term in Equation (1) is difficult to obtain because it requires the evaluation of an integral involving the phase function, the scattering coefficient and the brightness temperature for all directions. This term is assumed to be proportional to the local temperature. We then introduce an empirical effective coefficient K_{eff} combining absorption and scattering. This empirical coefficient takes into account, in a global way, the complex internal structure of the stratified polar firn.

Consequently, accounting for the reflection at the air-snow interface, the upward radiation emitted at the surface by the snow in the direction θ_0 is approximated by:

$$TB = (1 - R) \sec \theta_1 \int_0^\infty K_{eff} T(z) \exp(-K_e \sec \theta_1 z) dz \quad (2)$$

with θ_1 the refraction angle and R the Fresnel reflection coefficient calculated from the dielectric constants of ice (Mätzler and Wegmüller, 1987) and of snow (Mätzler, 1987). This equation is similar to the one used by Rott (1989). As a first approximation, K_{eff} and K_e are assumed to be constant in the layer of snow which gives the most important contribution. This assumption is crude because the Antarctic snow mantle is stratified but no a priori knowledge of the snow stratigraphy is needed.

Computing the mean brightness temperature over the year $\langle TB \rangle$, and assuming that the mean annual temperature profile for all depths is constant and equal to the mean annual surface temperature $\langle T \rangle$, we obtain:

$$\langle TB \rangle = (1 - R) \frac{K_{eff}}{K_e} \langle T \rangle = \langle e \rangle \langle T \rangle.$$

The mean annual emissivity $\langle e \rangle$ is calculated from the annual mean $\langle TB \rangle$ of the SSM/I data and from the annual mean $\langle T \rangle$ of the AWS data. The emissivity is supposed to be roughly constant over the year. Due to low accumulation and temperatures, the snow-mantle structure and consequently the emissivity do not vary much. This feature is valid for most of the Antarctic. It was observed, indeed, that the spatial structure of the microwave signature is stable with time during many years on a large scale over Antarctica (Fily and Benoist, 1991).

4.2. The thermodynamic model

The previous integral in Equation (2) requires the evaluation of the temperature profile $T(z)$. Daily temperature profiles are computed using a simple thermodynamic model. The one-dimensional heat-diffusion equation in a homogeneous medium is solved by a finite-difference method and an implicit time scheme (Remson and others, 1971):

$$\rho C \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right).$$

T represents the temperature, z the depth and t the time.

The density ρ is taken equal to 350 kg m^{-3} ; small variations of density do not change the results. The snow conductivity K is found in Brun and others (1989) and the specific heat capacity C in Yen (1981). The vertical speed of a snow particle u_z , which is equal to the accumulation divided by the density, can be neglected.

The equation is discretized in space (with a vertical step of 0.1 m) and in time (with a time step equal to 1 d). Thus, solving the heat-transfer equation comes down to solving a system of linear equations in which each temperature profile depends on the previous one.

The following boundary conditions are imposed:

The temperature at the snow surface is approximated by the AWS air temperature at 3 m. The AWS temperatures do not represent exactly the snow-surface temperature; an accurate energy balance at the snow surface, taking into account the radiative, sensible and latent fluxes, would be necessary to know it more exactly. Because of solar radiation, the summer surface temperature may be underestimated and because of strong inversion the winter surface temperature may be overestimated.

The temperature gradient at 20 m depth is equal to 0.

Some examples of temperature profiles at Dome C for different seasons are given in Figure 4.

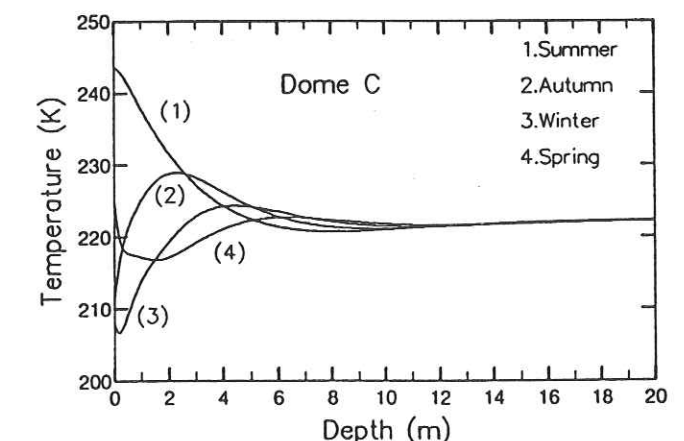


Fig. 4. Examples of computed temperature profiles for different seasons.

4.3. Results

The temperature profile is obtained from the thermodynamic model. The relation between K_{eff} and K_e is given by the mean annual emissivity. To obtain the brightness temperature from Equation (2), we still have one unknown: K_e . Then, K_e is computed in order to have the best fit, according to the least-square criterion, between the measured brightness temperatures and those computed from Equation (2).

So, the extinction coefficients K_e and the corresponding penetration depths D_p (Table 1) are computed from a

semi-empirical model and from measured data. They are similar to those found by Rott (1989) and Mätzler (1987). The two sites show quite different penetration depths. D_p is smaller at Lettau due to different snow-mantle characteristics. Melting occurs on the Ross Ice Shelf, inducing ice layers and ice lenses in the stratification at Lettau (Crary and others, 1962), which are not present at Dome C (Palais and others, 1982). A smaller value of D_p was also calculated by Rott (1989) at a coastal site compared to one on the continental plateau. More reflections at these internal boundaries increase the extinction coefficient (Rott and others, 1993).

Equation (2) takes into account these features through the use of the mean annual emissivity which is computed from measured data.

Brightness temperatures are shown in Figure 5 for Dome C and in Figure 6 for Lettau. Despite the simplicity of the model, the mean quadratic error ϵ between the measured and calculated brightness temperatures is small, especially at Dome C (Table 1).

The main brightness temperature variations are maintained both for Dome C and Lettau. However, some

Table 1. Computed extinction coefficients K_e and penetration depths D_p ; ϵ is the mean quadratic error between measured and calculated brightness temperatures

Station		19V GHz	22V GHz	37V GHz
Dome C	K_e (m^{-1})	0.23	0.37	1.35
	D_p (m)	4.27	2.69	0.74
	ϵ (K)	0.05	0.75	0.99
Lettau	K_e (m^{-1})	0.97	1.84	4.28
	D_p (m)	1.03	0.54	0.23
	ϵ (K)	1.58	1.56	1.52

differences appear between the absolute values, for which various explanations are proposed:

The computed brightness-temperature overestimation at the end of winter at Dome C (Fig. 5) could be due

to a snow-surface temperature overestimation (particularly during the AWS strong variations).

The large difference in summer, especially at Lettau (5–10 K; Fig. 6) may be attributed mainly to atmospheric effects; underestimation of the snow-surface temperature from the air temperature may also have a small influence.

The assumption of a constant emissivity during the year seems valid for regions such as Dome C where the penetration depths are great and where the snow characteristics do not vary much; but, for regions with small penetration depths or for high frequencies, the emissivity may change more frequently due to variations in the top layer of snow with snowfalls and snow metamorphism.

The way in which the mean daily brightness temperature for one grid cell is calculated. We do not know if the raw data for each cell are well sampled through the entire day and a bias could therefore be introduced.

The inaccuracies of the extinction coefficient and of the snow conductivity are discussed subsequently.

4.4. Sensitivity study

In Equation (2), there are two essential parameters: the snow conductivity K and the extinction coefficient K_e ; however, these coefficients are not well known. The snow conductivity is complex because snow is an inhomogeneous medium in which convection takes place. The determination of the extinction coefficient K_e requires knowledge of the snow-mantle stratigraphy and modeling of the snow/electromagnetic wave interactions.

The effects of K_e on the calculated brightness temperatures were studied by increasing or decreasing its value by 50%. Results are given for 19V GHz at Dome C (Fig. 7). By increasing K_e , the amplitudes of brightness-temperature variations are increased: a smaller snow depth is taken into account so the contribution of the

surface is greater. The opposite occurs when K_e is reduced; the variations are attenuated. The same effects are observed at other frequencies; however, the effects are weaker at 37V GHz because a smaller depth of snow is taken into account.

The conductivity has the same effects as the extinction coefficient on the amplitude variations but is less pronounced in the range of $\pm 50\%$ around its nominal value.

In conclusion, the errors in K or K_e could explain some of the small differences observed between the measured and the computed brightness temperatures but not the large discrepancies observed in summer at Lettau.

4.5. Phase-difference observation

Because of the different penetration depths at the various frequencies, and because of the propagation time of the heat wave, there is a phase difference between the temporal variations of the brightness temperature at one frequency and the temporal variations of the surface temperature or of the brightness temperature at another frequency. These phase differences can be observed in Figure 2.

The phase difference was computed from the summer data (November–February) at Dome C because the incident solar flux and then the snow-surface temperature vary sinusoidally during this period. A cosine function was fitted to the summer air and brightness temperatures, from which the following phase differences were found:

$$\varphi_{aws/37V} \approx 15 \text{ d}$$

$$\varphi_{aws/19V} \approx 27 \text{ d}.$$

These phase differences depend on the extinction coefficient and on the conductivity; if the incident flux varies sinusoidally, there is an analytical solution for the heat equation, which represents an exponentially decaying wave with an attenuation depth of z_0 . Replacing the expression for the temperature profile in the radiative-transfer Equation (2), the phase difference φ between the surface temperature and the brightness temperature is given by:

$$\tan \varphi = \frac{1}{1 + z_0 \sec \Theta_1 K_e}$$

with: $z_0 = (2\Gamma/\omega)^{1/2}$, $\Gamma = K/\rho C$ diffusivity, $\omega = 2\pi/T$, T is the period.

With the previously computed phase differences we find:

$$K_e = 0.94 \text{ m}^{-1} \quad \text{for } 37 \text{ GHz}$$

$$K_e = 0.34 \text{ m}^{-1} \quad \text{for } 19 \text{ GHz}.$$

They are in the same range as the extinction coefficients calculated previously (Table 1).

The aim of this preliminary work on phase differences is to show that valuable information can be obtained on the penetration depth by looking at this single parameter.

5. THE INVERSION MODEL

The advantage of using such simple models as described

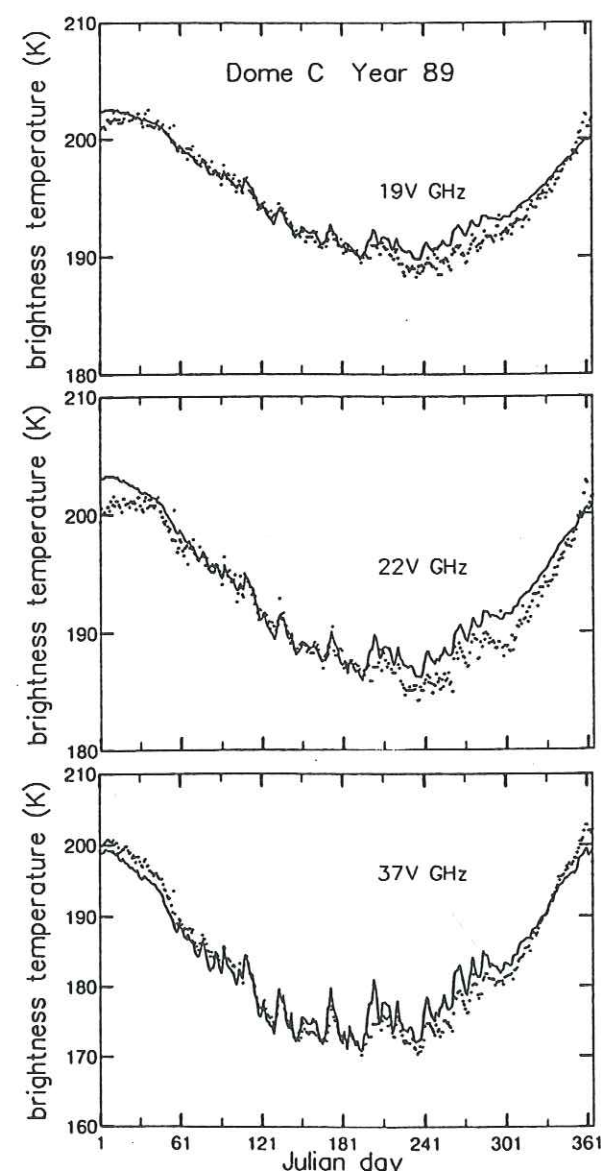


Fig. 5. Measured (dotted line) and calculated (solid line) brightness temperatures for frequencies 19V, 22V and 37V GHz at Dome C for the year 1989.

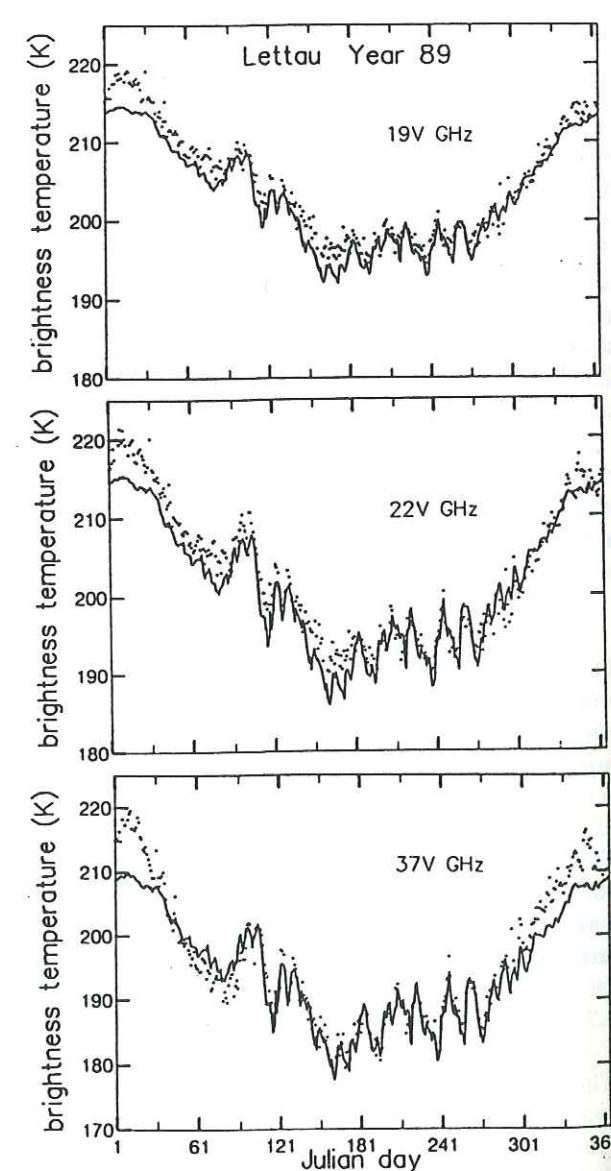


Fig. 6. Measured (dotted line) and calculated (solid line) brightness temperatures for frequencies 19V, 22V and 37V GHz at Lettau for the year 1989.

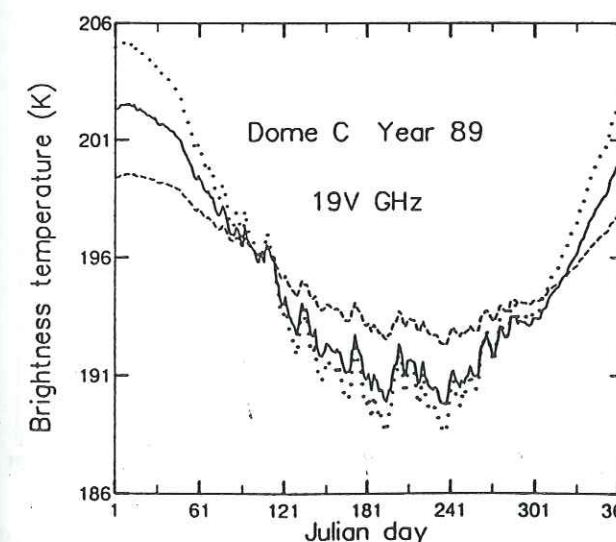


Fig. 7. Calculated brightness temperatures for different extinction coefficients and with a constant conductivity: K_e computed previously and equal to 1.35 m^{-1} (solid line), $K_e + 50\%$ (dotted line) and $K_e - 50\%$ (dashed line).

above is the possibility, by combining Equation (2) with the finite-difference method, of expressing the surface temperature at day j as a function of the measured brightness temperature and of the computed temperature profile at the day $(j-1)$ (see Equation (3)).

The finite-difference method gives:

$$[M]\bar{T}^j = \bar{B} \quad (3)$$

with:

M tri-diagonal matrix (n,n) ; n is the number of space discretizations.

\bar{T}^j temperature profile at time j (dimension n).

\bar{B} temperature profile at time $(j-1)$ (dimension n), with boundary conditions:

the surface temperature is the one at day j .
the temperature gradient equals zero at 20 m depth.

\bar{B} can be factored:

$$\bar{B} = T_{\text{surf}}^j \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ T_2^{j-1} \\ \vdots \\ T_{n-1}^{j-1} \\ 0 \end{pmatrix} = T_{\text{surf}}^j \bar{C} + \bar{D}$$

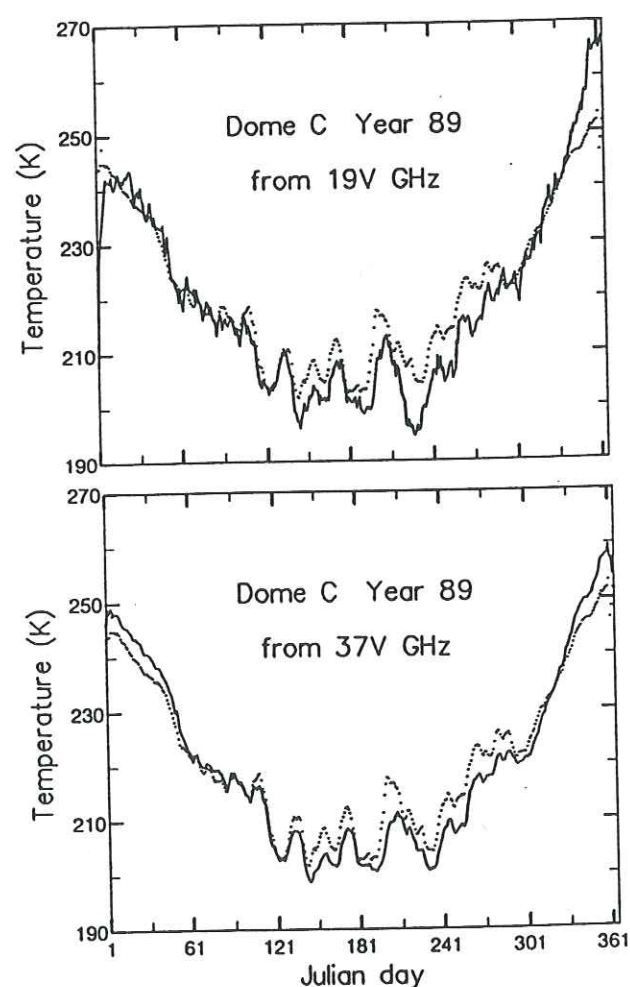


Fig. 8. AWS temperatures (dotted line) and snow-surface temperatures (solid line) computed from 19V and 37V measured brightness temperatures at Dome C for the year 1989. Before computation, the measured brightness temperatures were smoothed by a running mean over 10 d.

$$\bar{T}^j = T_{\text{surf}}^j [M]^{-1} \bar{C} + [M]^{-1} \bar{D} = T_{\text{surf}}^j \bar{T}_1 + \bar{T}_2$$

Replacing the temperature profile in the radiative-transfer Equation (2), we obtain:

$$T_{\text{surf}}^j = \frac{\left(\frac{TB_{\text{mes}} \cos \theta_1}{(1-R)} - I_2 \right)}{I_1}$$

$$\text{with } I_i = \int_0^\infty K_{\text{eff}} T_i(z) \exp(-K_e \sec \theta_1 z) dz$$

$T_i(z)$ represents \bar{T}_i in the analytical equation and TB_{mes} the measured brightness temperature.

However, this method requires an initial profile, a mean annual temperature (to calculate $\langle e \rangle$) and knowledge of the extinction coefficient. First, the method is iterated for the entire year with the extinction coefficients calculated previously by the least-square method. The measured brightness temperatures (TB_{mes}) were first smoothed by a running mean over 10 d to avoid too much noise.

Results are given in Figure 8 for Dome C and in Figure 9 for Lettau. The temperatures retrieved from the measured brightness temperatures are the snow-surface temperatures. They are compared with the air (AWS) temperatures in these figures.

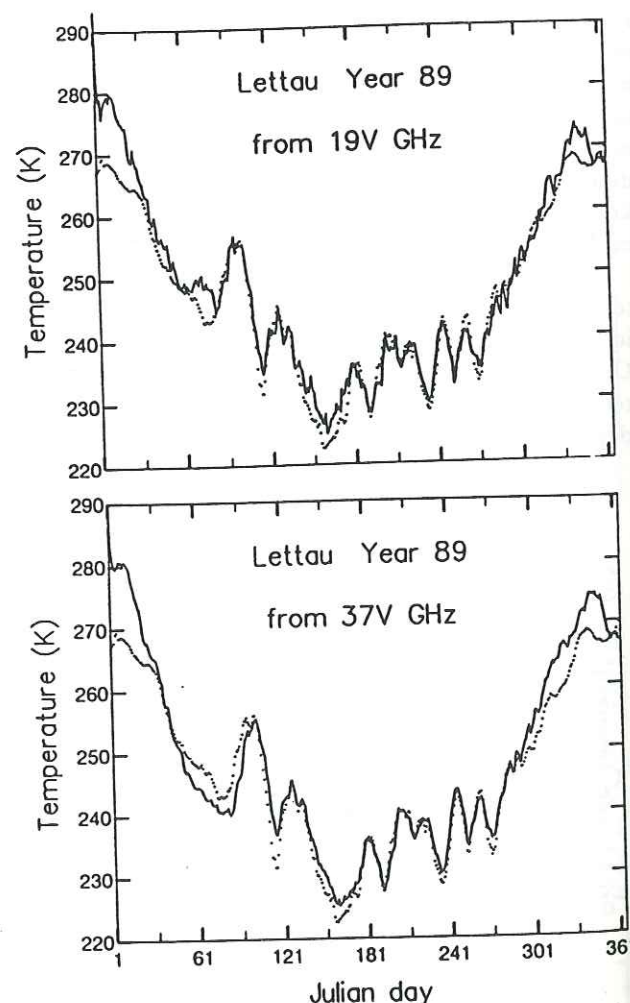


Fig. 9. AWS temperatures (dotted line) and computed snow-surface temperatures (solid line) computed from 19V and 37V measured brightness temperatures at Lettau for the year 1989. Before computation, the measured brightness temperatures were smoothed by a running mean over 10 d.

As observed with the direct model, large errors occur in summer when the atmospheric effects are greater, and some temperatures are even greater than 273 K. However, a positive point is that the iterative process does not diverge despite the errors at the beginning due to the initialization of the profile independently from measured brightness temperatures (Fig. 9). The wrong surface-temperature values are quickly "forgotten", due to the small penetration depths.

For Dome C, the retrieval with 37V GHz gives good results (Fig. 8). For 19V GHz, the retrieved signal is much more noisy; due to a small extinction coefficient, the integral I_1 in Equation (3) is very small. Thus, a small error in the measured brightness temperature or the inaccuracy of the radiative-transfer equation can lead to large errors in the computed snow-surface temperature. Moreover, the penetration depth is great and the errors propagate for a long time.

The remarks concerning the different approximations we have made for the direct model are also valid for the inversion model.

6. CONCLUSION

The objective of this preliminary work was to study the possibilities of introducing a temperature profile in a simple model and to reverse this model to retrieve surface temperatures.

The direct model proposed in this paper is based on radiative transfer; it enables us to compute the microwave penetration depths in snow from surface temperatures and measured brightness temperatures or to retrieve the brightness temperatures if the penetration depth is known. A constant emissivity is assumed, this assumption is more valid when the penetration depth is large.

This semi-empirical model does not take completely into account the complex internal structure of the snow mantle but, because of its simplicity, it can be reversed in order to retrieve the snow-surface temperatures from measured brightness temperatures without knowledge of the stratigraphy. However, this inversion model requires knowledge of the mean annual temperature, an initial profile and the extinction coefficient.

To improve the model:

The initial profile or the mean annual temperature may be computed by iteration from an approximated value.

The extinction coefficients could be determined independently by studying the spectral signatures or by improving the method of computing the extinction coefficient with phase differences.

A seasonal emissivity could be introduced.

The atmospheric effects in summer should be taken into account.

It will also be necessary to validate the thermodynamic model with ground data such as snow-temperature profiles.

Another interesting possibility is to use thermal infrared remote sensing. Thermal IR is directly linked

to the snow-surface temperature but has the inconvenience of being strongly dependent on the atmosphere, especially on clouds and water vapor. However, if IR data are available for a few cloud-free days, it would be possible to determine the surface temperature for these days and to use them as tie points to calibrate the inversion model from microwave brightness temperatures.

At the present state, the computed temperatures are not accurate enough for climatological studies; however, this method is promising for retrieving surface temperatures over the ice sheet where ground data are very rare.

7. ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to the National Snow and Ice Data Center, Colorado, U.S.A., for providing the SSMI data and to the Department of Meteorology of the University of Wisconsin for providing the Automatic Weather Station data. We should like to thank R. Lestringant from LGGE for helpful discussions.

REFERENCES

- Brun, E., E. Martin, V. Simon, C. Gendre and C. Coleou. 1989. An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting. *J. Glaciol.*, **35**(121), 333-342.
- Crary, A. P., E. S. Robinson, H. F. Bennett and W. W. Boyd. 1962. Glaciological studies of the Ross Ice Shelf, Antarctica, 1957-1960. *IGY Glaciol. Rep. Ser.* 6.
- Fily, M. and J.-P. Benoist. 1991. Large-scale statistical study of Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR) data over Antarctica. *J. Glaciol.*, **37**(125), 129-139.
- Goodberlet, M. and T. Swift. 1992. DMSP SSMI sensor description and calibration. In Cavalieri, D. J., ed. *Sea Ice Validation Program for the Defense Meteorological Satellite Program. Special sensor microwave imager: final report*. Washington, DC, National Aeronautics and Space Administration, 5-20. (Technical Memorandum 104559.)
- Keller, M. L., G. A. Weidner and C. R. Stearns. 1990. *Antarctic automatic weather station data for the calendar year 1989*. Madison, WI, University of Wisconsin. Department of Meteorology.
- Mätzler, C. 1987. Applications of the interaction of microwaves with the natural snow cover. *Remote Sensing Rev.*, **2**(2), 259-392.
- Mätzler, C. and U. Wegmüller. 1987. Dielectric properties of fresh-water ice at microwave frequencies. *J. Phys. D*, **20**(12), 1623-1630.
- Palais, J. M., I. M. Whillans and C. Bull. 1982. Snow stratigraphic studies at Dome C, East Antarctica: an investigation of depositional and diagenetic processes. *Ann. Glaciol.*, **3**, 239-242.
- Remson, I., G. M. Hornberger and F. J. Moltz. 1971. *Numerical methods in subsurface hydrology*. New York, Wiley-Interscience.
- Rott, H. 1989. Multispectral microwave signatures of the Antarctic ice sheet. In Pampaloni, P., ed. *Microwave radiometry and remote sensing applications*. Utrecht, VSP, 89-101.
- Rott, H., K. Sturm and H. Miller. 1993. Active and passive microwave signatures of Antarctic firn by means of field measurements and satellite data. *Ann. Glaciol.*, **17**, 337-343.
- Ulaby, F. T., R. K. Moore and A. K. Fung. 1981. *Microwave remote sensing: active and passive. Volume 1. Microwave remote sensing fundamentals and radiometry*. Norwood, MA, etc., Artech House.
- Yen, Y. C. 1981. Review of thermal properties of snow, ice, and sea ice. *CRREL Rep.* 81-10.
- Zwally, H. J. 1977. Microwave emissivity and accumulation rate of polar firn. *J. Glaciol.*, **18**(79), 195-215.

The accuracy of references in the text and in this list is the responsibility of the authors, to whom queries should be addressed.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- Brun, E. , E. Martin, V. Simon, C. Gendre and C. Coleou. 1989. An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting, *J. Glaciol.*, **35** (121).
- Brun, E. et E. Pahaut. 1991. An efficient method for a delayed and accurate characterization of snow grains from natural snowpacks, *J. Glaciol.*, **37** (127), pp
- Carslaw, H. S. and Jaeger J. C. 1959. Conduction of heat in solids, Oxford University Press.
- Comiso, J.C., H.J. Zwally and J.L. Saba. 1982. Radiative transfer modeling of microwave emission and dependence on firn properties, *Annals of Glaciology*, **3** , pp. 54-58.
- Crary, A.P. , E.S. Robinson, H.F. Bennett and W.W. Boyd. Mai 1962. Glaciological studies of the Ross Ice Shelf, Antarctica, 1957-1960, *IGY Glaciological Report*, **6**.
- Davis, R.E., J. Dozier and A.T.C. Chang. 1987. Snow property measurements correlative to microwave emission at 35 GHz, *I. E. E. E. transactions on geoscience and remote sensing*, **GE-25**, (6), November, 751-757.
- Debye, P, H. R. Anderson, Jr et H. Brumberger. 1957. Scattering by an inhomogeneous solid II. The correlation function and its application, *J. of Applied Physics*, **28** (6), June, pp 679-683.
- Decramer, H. et O. Grosjean. 1995. Etalonnage des canaux 10H et 10V de Portos pour le jour 15, campagne Portos/neige 1994, rapport interne CNES, réf 94NT039/CT/AE/INS/IR.

Fily, M. and J.P. Benoist. 1991. Large scale statistical study of the Scanning Multichannel Microwave Radiometer data over Antarctica, *J. Glaciol.*, **37**(125), 129-139.

Girard, M. C. et C. M. Girard. 1989. Télédétection appliquée, zones tempérées et intertropicales, ed. Masson, collection sciences agronomiques.

Good, W. 1987. Thin sections, serial cuts and 3D analysis of snow, Proc. of the Davos Symposium September 1986, Avalanche Formation, Movement and Effects, IAHS Publ n° 162.

Good, W. 1989. Laboratory techniques for the characterisation of snow structure, Proc. of international Workshop on Physics and Mechanics of Cometary Materials, Münster, FRG, 9-11 October 1989 (ESA SP-302, Dec. 1989).

Goodberlet, M. and T. Swift. 1992. DMSP SSMI Sensor description and calibration, NASA Sea Ice Validation Program for the Defense Meteorological Satellite Program Special Sensor Microwave Imager: Final Report, NASA Technical Memorandum 104559 (D.J. Cavalieri, ed.).

Grosjean, O. et A. Sand. 1994. Etalonnage du radiomètre hyperfréquence Portos et méthode de correction de mesures,

Grosjean, O. et H. Decramer. 1994. Correction des températures de modélisation du ciel pour le canal 5H, campagne Portos/neige rapport interne CNES, CT/AE/INS/IR.

Hollinger, J. P. 1989. DMSP Special Sensor Microwave/ Imager Calibration/ Validation, Naval Research Labs, Washington D. C.

Keller, M.L., G.A. Weidner and C.R. Stearns. 1990. Antarctic Automatic Weather Station Data for the calendar year 1989, Department of Meteorology University of Wisconsin, 1225 West Dayton Street Madison, Wisconsin 53706.

Liebe, H.J., G.A. Hufford and M.G. Cotton. 1993. Propagation modeling of moist air suspended water/ice particles at frequencies below 1000 GHz, AGARD 52nd Specialists' Meeting of the Electromagnetic Wave Propagation Panel, Palma De Mallorca, Spain, 17-21 May 1993.

Mätzler, C. 1987. Applications of the Interaction of Microwaves with the Natural Snow Cover, *Remote Sensing Review*, **2**, 259-392.

Mätzler, C. and U. Wegmüller. 1987. Dielectric properties of fresh-water ice at microwave frequencies, *Journal of Physics D: Applied Phys.*, **20**, 1623-1630.

Pahaut, E. et C. Sergent. 1990. La neige, formation et évolution, *Météo France*.

Palais, J.M., I.M. Whillans and C. Bull. 1982. Snow stratigraphic studies at Dôme C, East Antarctica: an investigation of depositional and diagenetic processes, *Annals of Glaciology*, **3**, 239-242.

Petit, J. R., J. Jouzel, M. Pourchet and L. Merlivat. 1982. A detailed study of snow accumulation and stable isotope content in Dôme C (Antarctica), *J. Geophysical Research*, **17**, C6, 4301-4308.

Peake, W.H. 1959. Interaction of electromagnetic waves with some natural surfaces, *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.*, **AP-7**, S324-S329.

Prigent C. 1988. Radiométrie millimétrique à vocation météorologique : modèle de transfert radiatif et étude d'un récepteur, *Thèse de Doctorat*. Université Paris 7, 254p.

Rees, W. G. 1990. Physical principles of remote sensing, ed. Hunt G. and Rycroft M., Cambridge University Press.

Remson, I., G. M. Hornberger and F. J. Moltz. 1971. Numerical Methods in Subsurface Hydrology, chapter 3, Wiley-Interscience.

Ridley, J. K. 1993. Climate signals from SSM/I observations of marginal ice shelves, *Annals of Glaciology*, **17**, 189-194.

Rott, H. 1989. Multispectral microwave signatures of the Antarctic ice sheet, Microwave Radiometry and Remote Sensing Applications, *Proceedings of the specialist meeting held in Florence, Italy, 9-11 March 1988*, (P. Pampaloni ed.), 89-101.

Rott, H., K. Sturm and H. Miller. 1993. Active and passive microwave signatures of Antarctic firn by means of field measurements and satellite data, *Annals of Glaciology*, **17**, 337-343.

Stogryn, A. 1974. Electromagnetic scattering by a random dielectric constant fluctuations in a bounded medium, *Radio Science*, **9**, 509-518.

Stogryn, A. 1983. The bilocal approximation for the electric field in strong fluctuation theory, *I.E.E.E trans. Ant. Prop.*, **AP-31** (6), 985-986.

Stogryn, A. 1984. Correlation functions for a random granular media in strong fluctuation theory, *I. E. E. E. transactions on geoscience and remote sensing*, **GE-22**, (2), March, 150-154.

Stogryn, A. 1986. A study of the microwave brightness temperature of snow from the point of view of strong fluctuation theory, *I. E. E. E. transactions on geoscience and remote sensing*, **GE-24**, n° 2, March, 220-231.

Surdyk, S. 1993. Etudes des signatures spectrales micro-ondes obtenues par télédétection sur la calotte polaire Antarctique, comparaison avec des données de terrain et modélisation de l'émissivité de la neige, thèse de doctorat de l'INPG.

Surdyk, S. and M. Fily. 1993. Comparison of the passive microwave spectral signature of the Antarctic ice sheet with ground traverse data, *Annals of Glaciology*, **17**, 161-166.

Surdyk, S. et M. Fily. 1995. Results of a stratified snow emissivity model based on the wave approach: Application to the Antarctic Ice Sheet, *Journal of Geophysical Research*, (in press).

Tanré D., C. Derro, P. Duhaut, M. Herman, J.J. Morcrette, J. Perbos et P.Y. Deschamps. 1986. Simulation of the satellite signal in the solar spectrum. Guide de l'utilisateur.

Tsang, L. J. A. KONG et R. T. Shin. 1985. Theory of microwave remote sensing. Wiley-Interscience.

Ulaby, F.T., R.K. Moore and A.K. Fung. 1981. Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry, Microwave remote sensing, **1**, 210-217, ed. by D.S. Simonett, The Artech House Remote Sensing Library.

Vallese, F. and J.A. Kong. 1981. Correlation function studies for snow and ice, *Journal of Applied Physics*, **52**, n°8, pp. 4921-4925.

Van Der Veen, C. J. and K. C. Jezek. 1993. Seasonal variations in brightness temperature for central Antarctica, *Annals of Glaciology*, **17**, 300-306.

Wentz, F. J. 1989. Mislocated Orbits and Out-of-Bounds Data, Remote Sensing Systems SSM/I Memo 061589, Santa Rosa, California.

Yen, Y-C. 1981. Review of thermal properties of snow, ice and sea-ice, *CRREL Report* 81-10.

Zwally, H.J. 1977. Microwave emissivity and accumulation rate of polar firn, *J. Glaciol.*, **18** (79), 195-215.

Zwally, H. J. and S. Fiegles. 1994. Extend and duration of Antarctic surface melting, *J. Glaciol.*, **40** (136), 463-476.

Zwally, H.J. and P. Gloersen. 1977. Passive microwave images of the polar regions and the research applications, *Polar Record*, **18** (116), pp. 431-450.

Liste des figures et tableaux

Chapitre I : Les fondements physiques de la télédétection

Figures

Fig.I.1 : Onde électromagnétique simple (Bonn et Rochon, 1992).

Fig.I.2 : Composantes horizontale et verticale d'une onde plane incidente sur la surface (S). Le plan (π) définit le plan d'incidence.

Fig.I.3 : Réflexions sur plusieurs types de surface, lisse et plus ou moins rugueuse (Girard et Girard, 1989).

Fig.I.4 : Réflexion et réfraction d'une onde incidente à l'interface de deux milieux, selon la loi de Snell-Descartes.

Fig.I.5 : Diffusion de la même surface dans deux bandes distinctes (X et L) (Bonn et Rochon, 1992).

Fig.I.6 : Absorption, réflexion et transmission du rayonnement incident.

Fig.I.7 : Indicatrice de diffusion. Diffusion de Mie pour différents rayons de particule diffusante.

Fig.I.8 : Les trois grands domaines de diffusion (Ulaby et al., 1981, vol. 1).
Efficacité de rétrodiffusion radar en fonction de χ pour une sphère métallique de rayon r .

Fig.I.9 : Brillance spectrale selon la loi de Planck en fonction de la fréquence, pour différentes températures du corps noir (Ulaby et al., 1981, vol. 1).

Fig.I.10 : La notion de luminance énergétique (Bonn et Rochon, 1992).

Fig.I.11 : Contributions de l'atmosphère à la température d'antenne apparente mesurée par le satellite (Ulaby et al., 1981, vol. 3).

Fig.I.12 : Fenêtres de transmission dans le spectre électromagnétique, région des micro-ondes, des infra-rouges et du visible.

Fig.I.13 : Transmission de l'atmosphère en fonction de la fréquence, pour différentes températures atmosphériques T_0 et contenus en vapeur d'eau M_v (Grody, 1976 extrait de Ulaby et al., 1981, vol. 3)

Fig.I.14 : Température de brillance, au zénith, de l'atmosphère $T_{DN}(v)$ pour différents contenus en vapeur d'eau, et pour une température de 288 K (Smith, 1982, extrait de Ulaby et al., 1981, vol. 3).

Fig.I.15 : Coefficients d'atténuation de brouillards et nuages composés de gouttelettes d'eau liquide ou de cristaux de glace, valeurs modélisées (Benoit, 1968) et mesurées (Gunn et East, 1954), extrait de (Ulaby et al., 1981, vol. 1).

Fig.I.16 : Effets des nuages d'eau liquide sur la température radiométrique du ciel en fonction de l'angle d'incidence, pour plusieurs longueurs d'onde :

a- atmosphère en ciel clair

b- atmosphère nuageuse, caractérisée par son contenu en eau liquide de 0.3 g/m^3

La température de l'atmosphère est de 290 K (Weger, 1960, extrait de Ulaby, 1981, vol. 1)

Tableaux

Tableau I.1 : Spectre électromagnétique et instruments associés.

Chapitre II : Etude des variations temporelles de la température de brillance en Antarctique. Relation avec la température.

Figures

Fig.II.1 : Réseau de stations automatiques AWS, en 1992, sur le continent Antarctique.

Fig.II.2 : Caractéristiques géométriques de la mesure SSM/I.

Fig.II.3 : Grille sur l'Antarctique sur laquelle sont interpolées les données SSM/I.

Fig.II.4 : Schéma d'une station automatique AWS.

Fig.II.5 : Emissivité annuelle moyenne aux polarisations verticale (V) et horizontale (H), aux fréquences 19, 22, 37 et 85 GHz, à Dôme C (pointillés) et à Lettau (ligne). Les valeurs sont celles de l'année 1989, excepté pour le 85 GHz calculée pour 1988, ce canal ayant cessé de fonctionner en 1989.

Fig.II.6 : Températures AWS et températures de brillance à Dôme C, pour l'année 1989.

Fig.II.7 : Profils de température simulés à Dôme C, en 1989, pour différentes saisons.

Fig.II.8 : Localisation des différentes stations.

Fig.II.9 : Températures de brillance mesurées (point) et calculées (ligne) aux fréquences 19V, 22V, 37V GHz, à Dôme C, en 1989.

Fig.II.10 : Températures de brillance mesurées (point) et calculées (ligne) aux fréquences 19V, 22V, 37V GHz, à Lettau, en 1989.

Fig.II.11 : Températures de brillance à 19V GHz calculées pour différents coefficients d'extinction, et pour une conductivité fixée ; K_e est le coefficient d'extinction calculé précédemment 1.35 m^{-1} (ligne), puis augmenté de 50% (point) et diminué de 50% (tiret).

Fig.II.12 : Températures de brillance à 19V GHz en fonction des températures AWS, pour Dôme C en 1989.

Fig. II.13 : Fonctions cosinus ajustées sur les températures AWS et les températures de brillance aux mois de Décembre, Janvier et Février des années 1987, 1988 et 1989.

Fig.II.14 : Températures AWS (point) et températures de surface de la neige (ligne) calculées à partir des températures de brillance à 19 GHz et 37 GHz, à Dôme C, en 1989 ; une moyenne glissante sur 10 jours est appliquée aux mesures SSM/I avant les calculs.

Fig.II.15 : Températures AWS (point) et températures de surface de la neige (ligne) calculées à partir des températures de brillance à 19 GHz et 37 GHz, à Lettau, en 1989 ; une moyenne glissante sur 10 jours est appliquée aux mesures SSM/I avant les calculs.

Tableaux

Tableau II.1 : Résolution spatiale du SSM/I.

Tableau II.2 : Caractéristiques des stations étudiées, Dôme C et Lettau.

Tableau II.3 : Coefficients d'extinction et profondeurs de pénétration à Dôme C et Lettau, calculés à partir des températures de brillance journalières de 1989 du SSM/I.

Tableau II.4 : Profondeurs de pénétration calculées à partir des températures de brillance annuelles moyennes du SMMR, (Rott, 1989), des températures de brillance mensuelles moyennes du SMMR (Van Der Ven et Jezek, 1993) et profondeurs de pénétration mesurées en hiver dans les Alpes par Mätzler (1987) pour une neige de 350 kg/m^3 à -4°C .

Tableau II.5 : Coefficients d'extinction et profondeurs de pénétration déterminés à partir des différence de phase ϕ calculées entre les températures de brillance aux différentes fréquences et les températures AWS.

Chapitre III : PORTOS-NEIGE, expérience de radiométrie micro-onde à partir de la télécabine de la Vallée Blanche, Massif du Mont-Blanc.

Figures

Fig.III.1 : La télécabine de la Vallée Blanche et les deux sites de mesure.
(échelle 1cm=250m)

Fig.III.2 : La face antenne du radiomètre PORTOS (photo Joël Lemorton)

Fig. III.3 : De droite à gauche, la cabine énergie, la cabine opérateur et la cabine instrument avec le radiomètre PORTOS (photo Joël Lemorton)

Fig.III.4 : La cabine instrument.

Fig.III.5 : Débattement angulaire de PORTOS du nadir à 45° au dessus de l'horizontale.

Fig.III.6 : Configuration de mesure neige, en visée PORTOS avant et PORTOS arrière sur le site 2 et configuration de mesure ciel près de la gare.

Fig.III.7 : PORTOS est déplacé sur le cable de manière à viser le même site à plusieurs angles d'incidence.

Fig.III.8 : Le radiomètre DERMO situé sur une petite terrasse contre la paroi rocheuse (photo Joël Lemorton).

Fig.III.9 : Profil de température radiométrique Infra-Rouge. Les mesures correspondant au site 2 se trouvent sur la courbe entre les deux triangles.

Fig. III.10 : Les processus de métamorphisme de la neige.

Fig. III.11 : Un exemple d'image de structure correspondant à 1 cm de la coupe verticale de l'échantillon (V6), en niveaux de gris (à gauche) puis binarisée (à droite), la neige apparaît en blanc, l'acide phtalique en noir. Dessous, la fonction d'autocovariance correspondante, calculée suivant l'horizontale.

Fig.III.12 : Profils de température, de densité et de diamètre convexe des grains, le 15-01-94.

Tableaux

Tableau III.1 : Principales caractéristiques du radiomètre PORTOS.

Tableau III.2 : Dimensions des taches au sol vues par le radiomètre PORTOS à différents angles de visée, pour une hauteur de cabine d'environ 100 m. Si le sol est plat, ce sont des ellipses.

Tableau III.3 : Paramètres déterminés à partir des images de structure binarisées, à différentes profondeurs.

Tableau III.4 : Stratigraphie du 09-10-93

Tableau III.5 : Stratigraphie du 13-01-94

Tableau III.6 : Stratigraphie du 15-01-94

Chapitre IV : Traitement des mesures PORTOS

Figures

Fig.IV.1 : Diagramme d'antenne d'une antenne micro-onde en coordonnées polaires.

Fig. IV.2 : Représentation de la température antenne T_a , de la température apparente T_{ap} et du diagramme de rayonnement normalisé F_n (Ulaby, 1981).

Fig. IV.3 : Courbes iso-niveaux des antennes 5.05 et 36.50 GHz dans le système de coordonnées sphériques (θ , ϕ).

Fig. IV.4 : Profil de scène théorique observé par l'antenne.

Fig. IV.5 : Hypothèse de révolution des scènes observées par le radiomètre.

Fig.IV.6 : Relation entre le repère de la scène et le repère attaché au diagramme d'antenne.

Fig. IV.7 : Températures de brillance modélisées issues du profil de scène (cercle) puis corrigées du diagramme d'antenne (triangle), à toutes les fréquences. La polarisation V est en symbole plein, la H en symbole vide.

Fig.IV.8 : Températures de brillance du profil de scène (trait plein) et températures de brillance corrigées avec trois modélisations différentes du diagramme d'antenne du 5.05 GHz:

- la modélisation du CNES, d'efficacité de faisceau à -20 dB de 78.4% (triangle)
- une modélisation intermédiaire d'efficacité de faisceau à -20 dB de 82% (cercle)
- une autre modélisation d'efficacité de faisceau à -20 dB de 85.5% (carré) définie à partir du lobe secondaire en $\phi=30^\circ$.

Fig.IV.9 : Profil de scène reconstitué à 5.05 GHz, le 15-01-94

Fig. IV.10 : Températures de brillance mesurées par PORTOS à 5.05 GHz, le 15-01-94 en visée arrière (à gauche) et déconvoluées par le diagramme d'antenne (à droite).

Fig. IV.11 : Droite d'étalonnage du 36.50 GHz, en polarisation verticale avec les points chauds, les points azote et les points ciel.

Fig.IV.12 : a-Températures de brillance à 35 GHz mesurées le matin du 13/01 par le radiomètre DERMO en fonction de l'angle d'incidence ; 7 séries de mesure sont représentées.

b-Températures de brillance à 35 GHz mesurées le 15/01 (journée de ciel clair) par le radiomètre DERMO en fonction de l'angle d'incidence ; 4 séries de mesures sont représentées.

Fig.IV.13 : Températures de brillance à 35 GHz mesurées l'après-midi du 13/01 par le radiomètre DERMO en fonction de l'angle d'incidence ; chaque symbole correspond à une série de mesure.

Fig.IV.14 : Profils atmosphériques mesurés (Lyon: carre et Payerne: triangle) et modélisés (Chamonix: cercle), le 13/01 ; pression, température et humidité relative sont représentées en fonction de l'altitude.

Fig.IV.15 : * Températures de brillance mesurées par DERMO le 13/01: croix.
* Températures de brillance modélisées:
- ciel clair: cercle.
- atmosphère nuageuse 0.2g d'eau par m^3 sur 200m: triangle.
- atmosphère nuageuse 0.3g d'eau par m^3 sur 200m: carré.

Fig. IV.16 : * Températures de brillance mesurées par DERMO le 15/01: croix.
* Températures de brillance modélisées:
- ciel clair: cercle.
- atmosphère nuageuse 0.1g d'eau par m^3 sur 100m: triangle.

Fig.IV.17 : Températures de brillance modélisées pour toute les fréquences, atmosphère nuageuse 0.2g d'eau par m³ sur 200m:
 5.05 GHz: cercle 10.65 GHz: triangle 23.80 GHz: carré
 36.50 GHz: croix 90.00 GHz: losange

Fig.IV.18 : Températures de brillance modélisées a- 5.05 GHz b- 36.50 GHz
 - ciel clair: cercle.
 - atmosphère nuageuse 0.1g d'eau par m³ sur 200m: triangle.
 - atmosphère nuageuse 0.3g d'eau par m³ sur 200m: carré.

Fig. IV.19 : * Températures de brillance modélisées ciel nuageux, profil de Chamonix le 13/01: cercle
 * Températures de brillance mesurées par PORTOS le 13/01 et étalonnées charges chaudes et charge azote, H: triangle, V: carré
 a- 5.05 GHz b- 90.00 GHz

Fig. IV.20 : * Températures de brillance modélisées ciel clair, profil de Chamonix le 15/01: cercle
 * Températures de brillance mesurées par PORTOS le 15/01, étalonnées charges chaudes et charge azote H: triangle, V: carré
 a- 23.80 GHz b- 36.50 GHz c- 90.00 GHz

Fig. IV.21 : * Températures de brillance modélisées ciel clair, corrigées du diagramme d'antenne, profil de Chamonix le 15/01: cercle
 * Températures de brillance mesurées par PORTOS le 15/01, étalonnées charges chaudes et charge azote H: triangle, V: carré
 a- 5.05 GHz b- 36.50 GHz

Fig. IV.22 : Topographie du site de mesure dans le système Lambert de l'IGN, positions des cabines pour chaque angle d'incidence en visées arrière (AR) et avant (AV), des repères visés au sol (croix et fanion), du sondage stratigraphique (puits).

Fig. IV.23 : Définition de la normale en tout point (i,j) de grille.

Fig. IV.24 : Géométrie du problème.

Fig.IV.25 : Courbes iso-niveaux des angles locaux d'incidence au sol (°) pour Portos (carré noir) en visée 45° avant.

Fig.IV.26 : Courbes iso-niveaux des angles locaux d'incidence au sol (°) pourPortos (carré noir) en visées 55° et 65° avant et arrière. Les taches au sol aux angles d'ouverture d'antenne -3 dB (12°) et -20 dB (30°) sont représentées en trait plein. L'emplacement du puits à l'extérieur du site de mesure radiométrique, où les mesures de terrain ont été effectuées est indiqué par la croix.

Fig.IV.27 : Courbes iso-niveaux des angles locaux d'incidence au sol (°) pourPortos (carré noir) en visées 25° et 45° avant et arrière. Les taches au sol aux angles d'ouverture d'antenne -3 dB (12°) et -20 dB (30°) sont représentées en trait plein. L'emplacement du puits à l'extérieur du site de mesure radiométrique, où les mesures de terrain ont été effectuées est indiqué par la croix.

Fig. IV.28 : Mesures radiométriques PORTOS le 09-10-93, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS arrière, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) et horizontale (en blanc).

Fig. IV.29 : Mesures radiométriques PORTOS le 13-01-94, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS avant, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) et horizontale (en blanc).

Fig. IV.30 : Mesures radiométriques PORTOS le 13-01-94, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS arrière, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) et horizontale (en blanc).

Fig. IV.31 : Mesures radiométriques PORTOS le 15-01-94, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS avant, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) et horizontale (en blanc).

Fig. IV.32 : Mesures radiométriques PORTOS le 15-01-94, en fonction de l'angle d'incidence au sol, en visée PORTOS arrière, pour toutes les fréquences, aux polarisations verticale (en noir) et horizontale (en blanc).

Fig. IV.33 : Géométrie permettant d'expliquer les réflexions parasites aux forts angles d'incidence.

Fig. IV.34 : Signatures spectrales à 50° d'incidence, le 13 et le 15 Janvier 94.

Fig. IV.35 : Gradients en fréquences (18 GHz - 6.6 GHz) calculées sur des températures de brillance mesurées en Antarctique, en fonction du diamètre moyen des grains sur 2 m de profondeur.

Tableaux

Tableau IV.1 : Efficacités données par le constructeur et efficacités modélisées à -20 dB.

Tableau IV.2 : Les différents étalonnages du 5.05 GHz.

Tableau IV.2 (bis) : Erreur maximale sur la différence de polarisation, à toutes les fréquences de PORTOS.

Tableau IV. 3 : Coefficients d'étalonnage pour tous les canaux.

Tableau IV.4 : Erreur quadratique moyenne des points d'étalonnage par rapport à la droite d'étalonnage, pour tous les canaux.

Tableau IV.5 : Dimensions des taches au sol vues par le radiomètre PORTOS à différents

angles de visée. Si le sol est plat, ce sont des ellipses.

Tableau IV.6 : Angles d' incidence local au centre de la tache au sol pour chaque visée PORTOS, le 13 et le 15 Janvier.

Chapitre V: Comparaison températures de brillance modélisées et mesurées

Figures

Fig. V.1 : Paramétrisation de la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace.

Fig.V.2 : Température de brillance au nadir en fonction de la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace. Les caractéristiques de la neige pour chaque fréquence sont celles du tableau V.3.

Fig.V.3 : Température de brillance au nadir en fonction du diamètre des grains et correspondance avec la longueur de corrélation. Les caractéristiques de la neige pour chaque fréquence sont celles du tableau V.3.

Fig.V.4 : Températures de brillance en fonction de l'angle d'incidence modélisées, traits plein pour la polarisation V et trait pointillé pour la polarisation H (les caractéristiques pour chaque fréquence sont celles résumées au tableau V.3) et températures de brillance mesurées par PORTOS, cercle noir pour V et blanc pour H.

Fig.V.5 : Températures de brillance modélisées (trait plein (V) et pointillé (H)) après ajustement du diamètre des grains pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz. Il est de 1 mm pour la fréquence 5.05 GHz et de 0.63 mm pour la fréquence 10.65 GHz.

Fig. V.6 : Températures de brillance modélisées à 90.00 GHz pour $\epsilon''_{\text{glace}} * 4$. Ajustement au nadir avec les mesures PORTOS (points)

Fig.V.7 : Températures de brillance modélisées (trait plein (V) et pointillé (H)) après ajustement du diamètre des grains pour les fréquences 36.50 et 90.00 GHz. Il est de 0.19mm pour la fréquence 36.50 GHz et de 0.125 mm pour la fréquence 90.00 GHz.

Fig.V.8 : Températures de brillance modélisées avec le modèle en milieu stratifié, en fonction de l'angle d'incidence, pour la fréquence 23.80 GHz.

Fig.V.9 : Résultats de simulation par des modèles de transfert radiatif à deux strates, modèle en trait plein et mesures en cercle.

a- (Davis et al., 1987) 35.00 GHz

b- (Tsang et al., 1985) 37.00 GHz

Fig.V.10 : Températures de brillance modélisées (trait plein) et mesurées par PORTOS (*) à 36.50GHz et 90.00 GHz, le 15-01-94. Les paramètres sont :

- 36.50 GHz : $f = 0.35$, $\gamma_a = 0.55$, $\epsilon'_{\text{glace}} = 2.7$

- 90.00 GHz : $f = 0.12$, $\gamma_a = 0.65$, $\epsilon'_{\text{glace}} = 2$.

Fig. V.11 : Partie réelle de la constante diélectrique de la neige en fonction de la densité.

Tableaux

Tableau V.1 : Caractéristiques moyennes mesurées dans les puits pour les trois journées de mesures.

Tableau V.2 : Coefficients d'extinction et profondeurs de pénétration calculés pour les trois journées de mesure.

Tableau V.3 : Caractéristiques de terrain pour chaque fréquence.

Tableau V.4 : Longueurs de corrélation pour chaque fréquence, calculées d'après l'expression donnée par Stogryn, mesurées sur les images numérisées ou ajustées à partir du modèle.

Table des matières

TABLE DES MATIERES

Remerciements	1
Résumé	3
Abstract	4
Introduction	5
Chapitre I : Les fondements physiques de la télédétection	9
1. Définitions	11
2. Le rayonnement électromagnétique support d'information	13
2. 1. L'onde électromagnétique	13
2. 2. Composantes verticale et horizontale d'une onde plane	15
2. 3. Interactions de l'onde avec la matière	17
2. 3. 1. Emission	17
2. 3. 2. Absorption	17
2. 3. 3. Réflexion de surface	19
2. 3. 4. Transmission et réfraction	21
2. 3. 5. Diffusion	21
3. Radiométrie hyperfréquence passive	23
3. 1. Le rayonnement du corps noir	23
3. 1. 1. Distribution spectrale du rayonnement	25
3. 1. 2. La loi de Rayleigh dans la gamme des hyperfréquences	26
3. 1. 3. Emissivité directionnelle	26
3. 1. 4. Température de brillance	27
3. 1. 5. Loi de Kirchhoff	27
4. Influence de l'atmosphère	29
4. 1. Atmosphère en ciel clair	29
4. 1. 1. Transmission en ciel clair	29
4. 1. 2. Emission propre en ciel clair	31
4. 1. 3. Conclusion	31
4. 2. Diffusion et absorption par les hydrométéores	31
4. 3. Conclusion	33

Chapitre II : Variations temporelles des températures de brillance en Antarctique.

Relation avec la température de la neige 35

1. Introduction 37

2. Le radiomètre SSM/I 37

2.1. Les caractéristiques du radiomètre SSM/I

2.2. Les données du SSM/I 41

3. Les mesures météorologiques de référence 43

4. Les données sélectionnées pour notre étude 45

5. Modèle direct de calcul de températures de brillance 47

5.1. Modèle radiométrique de transfert radiatif 47

5.2. Modèle thermodynamique 51

5.3. Calcul des températures de brillance journalières et des coefficients d'extinction semi-empiriques 53

5.4. Etude de sensibilité sur les coefficients de conductivité et d'extinction dans la neige 61

5.5. Etude des différences de phase 61

6. Calcul des températures de surface à partir des mesures satellitaires 67

6.1. Méthode 67

6.2. Résultats 69

6.3. Discussion 70

7. Conclusion 71

Chapitre III : PORTOS -NEIGE, expérience de radiométrie micro-onde à partir de la télécabine de la Vallée Blanche dans le massif du Mont-Blanc 73

1. Introduction 75

2. Ensemble instrumental 75

2.1. La télécabine de la Vallée Blanche 75

2.2. Le radiomètre PORTOS 76

2.3. Le train de cabines 79

3. Campagnes de mesures 79

4. Mesures radiométriques 81

4.1. Mesures de la neige température de brillance de la neige 81

4.2. Mesures de la température de brillance du ciel 83

4.3. Mesure de la température de surface avec un radiomètre IR 85

4.4. Etalonnages 85

5. Mesures des caractéristiques de terrain 85

5.1. Le manteau neigeux et les processus de métamorphisme de la neige sèche 85

5.2. Les techniques de caractérisation du manteau neigeux utilisées lors de l'expérimentation PORTOS 87

5.2.1. Stratigraphie in situ 87

5.2.2. Prélèvement d'échantillons sur le terrain pour analyse en laboratoire 88

5.2.3. Détermination de la taille des grains et de la structure de la neige 89

5.3. Mesures de terrain effectuées lors de la campagne PORTOS 93

5.4. Caractéristiques du manteau neigeux lors des expériences PORTOS 94

5.4.1. Journée du 09-10-93 94

5.4.2. Journée du 13-01-94 95

5.4.3. Journée du 15-01-94 99

6. Conclusion 99

Chapitre IV : Traitement des mesures radiométriques de PORTOS 101

1. Effets du diagramme d'antenne sur les mesures radiométriques de PORTOS 103

1.1. Introduction 103

1.2. Modélisation des diagrammes d'antenne 105

1.3. Etude de sensibilité sur un cas théorique 107

1.3.1. Présentation du cas théorique 107

1.3.2. Méthode et résultats 109

1.4. Cas du canal 5.05 GHz 111

1.4.1. Modélisation du gain du 5.05 GHz 111

1.4.2. Essai de déconvolution 111

1.5. Conclusion 113

2. Etalonnage des données radiométriques	115
2. 1. Les différents types d' étalonnages	115
2. 2. Exploitation des mesures ciel	117
2. 2. 1. Introduction	117
2. 2. 2. Présentation des données ciel	117
a- Mesures radiométriques	117
b- Profils atmosphériques	119
2. 2. 3. Recherche de profils atmosphériques correspondant aux mesures de DERMO	119
a- Modèle de transfert radiatif atmosphérique	119
b- Comparaison avec les mesures radiométriques du ciel de DERMO	121
2. 2. 4. Comparaison des mesures PORTOS et des températures radiométriques du ciel modélisées	123
a- Comparaison avec les mesures de PORTOS étalonnées charges chaudes et charge azote	123
b- Comparaison avec les mesures de PORTOS corrigées du diagramme d' antenne pour le 5.05 et 36.50 GHz	123
2. 5. Utilisation des mesures et des modélisations de la température radiométrique du ciel dans les procédures d' étalonnage	127
2. 5. 1. Cas du 5.05 GHz	127
2. 5. 2. Cas du 10.65 GHz	129
2. 6. Conclusion	129
3. Angles locaux d' incidence correspondant aux visées de PORTOS	133
3. 1. Introduction	133
3. 2. Topographie du site	133
3. 3. Angle d' incidence local en tout noeud de la grille pour chaque visée de PORTOS	135
3. 4. Angle entre la direction de visée et le vecteur PORTOS-point au sol	137
3. 5. Correction de l' angle local d' incidence sur les mesures PORTOS	137
3. 6. Conclusion	141
4. Les mesures radiométriques de PORTOS étalonnées	141
4.1. Résumé des traitements effectués sur les données PORTOS	141

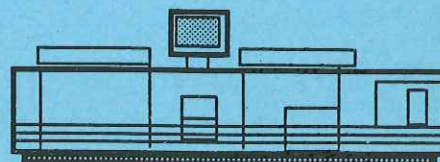
4. 2. Températures de brillance en fonction de l' angle local d' incidence	142
4. 3. Réflexions "parasites"	151
4. 4. Comparaison avec les signatures spectrales observées en Antarctique	153
Chapitre V : Comparaison des températures de brillance mesurées et modélisées	157
1. Modèle d' émissivité micro-onde de la neige	159
1. 1. Equations de base	159
1. 2. Caractérisation des strates du manteau neigeux	163
1. 2. 1. La constante diélectrique de la neige	163
1. 2. 2. La structure de la neige	165
2. Comparaison entre les températures radiométriques mesurées et modélisées	166
2. 1. Modèle de Stogryn pour un manteau neigeux uniforme	166
2. 1. 1. Introduction	166
2. 1. 2. Etude de sensibilité sur les paramètres d' entrée du modèle	167
2. 1. 3. Comparaison entre les modélisations et les mesures de PORTOS à toutes les fréquences	173
2. 1. 4. Conclusion	177
2. 2. Modèle de Stogryn pour un manteau neigeux stratifié	179
2. 2. 1. Résultats des simulations	179
2. 2. 2. Conclusion	181
2. 3. Comparaison entre les mesures PORTOS et les températures de brillance calculées par un modèle de transfert radiatif	181
3. Conclusion	185
Conclusion	187
Annexes	193
Annexe 1. Résolution de l' équation de diffusion de la chaleur	195
Annexe 2. Profils de températures les 09-10-93, 13-01-94 et 15-01-94	201
Suivi de l' évolution de la température de "surface" lors des mesures radiométriques	202
Annexe 3. Liste et rôle des organismes et personnes ayant participé à	

l' expérience PORTOS-NEIGE en Octobre et Janvier 94	203
Annexe 4. "Temporal variations of microwave brightness temperatures over Antarctica", Annals of Glaciology	207
Références bibliographiques	215
Liste des figures et tableaux	223





Grenoble, août 1995



*Impression et finition réalisées sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.*